

## 光通信用高性能受光素子の研究

著者	牧田 紀久夫
学位授与機関	Tohoku University
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/55157">http://hdl.handle.net/10097/55157</a>



# 博士學位論文

論文題目

光通信用高性能受光素子  
の研究

提出者 東北大学大学院工学研究科  
電子工学 専攻

学籍番号 97TD3519

氏名 牧田紀久夫



指 導 教 官	伊 藤 弘 昌 教 授
審 査 委 員 (○印は主査)	○ 伊 藤 弘 昌 教 授 1 水 野 皓 司 教 授 2 大 野 英 男 教 授 3 教 授 4 教 授

備考(1) 外国人留学生は、国籍を記入すること。  
(2) 履歴事項は、大学入学から年次にしたがって記入すること。  
(3) 博士課程の修了年月日は、学位記授与式年月日を記入すること。



①

# 光通信用高性能受光素子の研究

東北大学大学院工学研究科  
電子工学専攻

牧田 紀久夫  
(学籍番号：97TD3519)



## 目次

### 第1章 序論

- 1-1 緒言
- 1-2 本研究の背景と目的
- 1-3 本論文の構成

#### 参考文献

### 第2章 光通信用受光素子の現状と 高感度超格子アバランシェフォトダイオード (APD) の提案

- 2-1 緒言
- 2-2 光通信用受光素子の現状
  - 2-2-1 光通信用受光素子の原理および材料技術
  - 2-2-2 InGaAsP 系受光素子の動作原理
  - 2-2-3 InGaAsP 系受光素子の結晶成長技術
- 2-3 光通信用 APD の検討
  - 2-3-1 Gb/s 帯域における APD 優位性の確認
  - 2-3-2 APD の衝突イオン化現象
  - 2-3-3 イオン化率比制御による APD 高性能化の指針
- 2-4 イオン化率比制御型 APD の検討
  - 2-4-1 グレーテッドギャップ型 APD
  - 2-4-2 超格子構造型 APD
  - 2-4-3 チャンネリング型 (Channeling) APD
  - 2-4-4 多層 pn 接合型 (Multiple p-n heterostructure) APD
  - 2-4-5 共鳴イオン化 APD
  - 2-4-6 Si 増倍層を有する APD
- 2-5 InAlGaAs 系超格子 APD の提案
- 2-6 本章のまとめ

#### 参考文献

### 第3章 有機金属気相成長法による超格子 APD の基礎検討

- 3-1 緒言
- 3-2 InAlGaAs 系有機金属気相成長技術
  - 3-2-1 超格子 APD 用 MOVPE 結晶成長技術
  - 3-2-2 MOVPE 成長 InAlAs 結晶の高純度化
  - 3-2-3 MOVPE 法による InGaAs/InAlAs 超格子構造の成長
    - 3-2-3-1 超格子構造の 2K フォトルミネッセンス評価法の理論
    - 3-2-3-2 InGaAs/InAlAs 超格子構造の 2K フォトルミネッセンス評価
  - 3-2-4 InGaAs/InAlAs 超格子構造の熱変成



- 3-2-4-1 InGaAs/InAlAs 超格子構造の熱アニール実験
- 3-2-4-2 InGaAs/InAlAs 超格子構造の熱相互拡散定数の導出
- 3-3 超格子構造におけるイオン化率比増大現象の検証
  - 3-3-1 超格子構造におけるイオン化率理論検討
  - 3-3-2 InGaAs/InAlAs 超格子構造でのイオン化率検証実験
    - 3-3-2-1 イオン化率比検証の実験手法
    - 3-3-2-2 純粋光キャリア注入法による InGaAs/InAlAs 超格子構造のイオン化率評価実験
- 3-4 光吸収層/増倍層分離型 (SAM 型) InGaAs/InAlAs 超格子 APD の試作
  - 3-4-1 SAM 型 InGaAs/InAlAs 超格子 APD の構造および MOVPE 法による作製方法
  - 3-4-2 SAM 型 InGaAs/InAlAs 超格子 APD の素子特性
  - 3-4-3 SAM 型 InGaAs/InAlAs 超格子 APD の課題抽出
- 3-5 本章のまとめ

参考文献

第4章 InGaAlAs/InAlAs 四元井戸型超格子アバランシェフォトダイオード

- 4-1 緒言
- 4-2 超格子 APD 低暗電流化の検討
  - 4-2-1 伝送速度から許容される暗電流限界
  - 4-2-2 超格子 APD における暗電流解析
  - 4-2-3 低暗電流 InAlGaAs/InAlAs 四元井戸構造の提案
- 4-3 In(Al)GaAs/InAlAs 超格子 APD における暗電流およびブレイクダウン電圧の解析
  - 4-3-1 In(Al)GaAs/InAlAs 超格子 APD 試作と実験方法
  - 4-3-2 超格子 APD の暗電流温度依存性
  - 4-3-3 超格子 APD の増倍暗電流構造依存性
  - 4-3-4 超格子 APD のブレイクダウン電圧温度依存性
- 4-4 本章のまとめ

参考文献

第5章 高制御 InAlGaAs 系ガスソース分子線結晶成長法

- 5-1 緒言
- 5-2 ガスソース分子線結晶成長法の概要
  - 5-2-1 ガスソース分子線結晶成長装置
  - 5-2-2 ガスソース分子線結晶成長法の成長工程
- 5-3 GS-MBE 法による InAlAs および InGaAs 層の成長
  - 5-3-1 InAlAs および InGaAs 結晶における自然超格子の観測
  - 5-3-2 InAlAs および InGaAs 結晶のバンドギャップ異常



- 5-3-3 InGaAs/InAlAs 超格子構造の評価
- 5-4 GS-MBE 法による InAlAs/InP/InGaAs のバンド構造評価
  - 5-5-1 InP/InAlAs 超格子構造成長における V 族ガス制御
  - 5-5-2 InP/InAlAs 超格子構造の作製と評価
  - 5-5-3 InAlAs/InP/InGaAs バンド構造の評価
- 5-4 InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の提案
  - 5-4-1 InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の特徴
  - 5-4-2 GS-MBE 法による InGaAsP 層の成長
  - 5-4-3 GS-MBE 法による InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の作製
- 5-6 本章のまとめ

#### 参考文献

### 第6章 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の設計・試作と評価

- 6-1 緒言
- 6-2 超格子 APD 設計理論
  - 6-2-1 InAlGaAs/InAlAs 超格子構造の依存化率
  - 6-2-2 超格子 APD シミュレーション
- 6-3 10Gb/s 用超格子 APD の設計
  - 6-3-1 超格子増倍層厚依存性
  - 6-3-2 10Gb/s 用超格子 APD 設計指針
  - 6-3-3 10Gb/s 用超格子 APD 特性予測
- 6-4 GS-MBE 法による 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の試作と評価
  - 6-4-1 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の作製
  - 6-4-2 GS-MBE 法による Be 急峻ドーピングプロファイルの実現
  - 6-4-3 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の素子特性
- 6-5 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の位置付けと高性能化の限界
  - 6-5-1 開発された InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の位置付け
  - 6-5-2 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD 高速化の限界
- 6-6 本章のまとめ

#### 参考文献

### 第7章 結論

- 7-1 緒言
- 7-2 各章の総括
- 7-3 光半導体技術に関して考える事

#### 参考文献



謝辞

本研究に関する発表論文

本研究に関する主要学会発表リスト



## 第1章 序論

### 1-1 緒言

光ファイバー通信は、その高速・大容量特性により現在の情報伝達網の中心をなしている。海底通信網或いは大都市間伝送等の基幹幹線系、さらにはインターネットや LAN 等の急速な拡大に伴う加入者系など、来るべき 21 世紀の情報産業の根幹となっている。

光ファイバー通信方式は、発光素子・光ファイバー・受光素子の三要素を主体として、その性能向上に発展が支えられきた。発光素子である半導体レーザは、1962 年 GaAs 系での初めての発振[1][2][3]に端を発し、1970 年ダブルヘテロ構造の採用による室温連続発振[4]により初めて実用光源として認知され、実用レベルにあった Si 受光素子と共に 1970 年代の光ファイバー通信黎明期を支えた。その後、伝送路である光ファイバー[5][6]の進展、即ち石英ガラスファイバーのグレーデッドインデックス型の採用および原料高純度化により波長  $1\sim 1.5\mu\text{m}$  帯が極低損失領域[7][8]となることから、InGaAsP 系化合物半導体材料を用いた  $1\mu\text{m}$  帯半導体レーザおよび受光素子の開発と整合して、1980 年代以降の光通信進展[9]を支えた。さらに、シングルモードファイバーの実現およびデバイス高速化により伝送速度は増大、現在では Gb/s 以上での大容量化が実現されるに至った。

このような光ファイバー通信方式において、発光・受光素子の進展は III-V 族化合物半導体技術の高度化に依る所が多い。現在の電子集積回路の主流をなす Si 材料に対し、同じく共有結合結晶である III-V 族化合物半導体は、高移動度を利用したトランジスタさらにはバンドギャップ エネルギーを介した光素子等の多様性に特徴があると考えられている。特に光学的性質は、半導体バンドギャップ エネルギーと光子エネルギーの強い相互依存性を利用し、半導体レーザ・受光素子等の適用を可能にする物であった。このような特徴的物性は、ヘテロエピタキシャル技術の進展によりさらに確固たるものとなった。例えば、1960 年台の液相結晶成長技術においてその制御性は  $10\text{nm}$  程度であったが、現在では気相成長法および分子線結晶成長法の高度化により原子層 (サブ nm) 制御が可能となっており、100 倍の制御性が実現された事になる。このような高制御されたヘテロエピタキシャル技術により作製された半導体ヘテロ構造においては、伝導電子の束縛粒子的性質を引き出す事が可能になり、従来の自由 (三次元) 粒子的性質から束縛度の程度により量子井戸 (二次元的束縛)、量子細線 (一次元的束縛)、量子ドット構造 (零次元束縛) という概念が具現化し、その特徴的性質が理解されてきた。

この様に、半導体ヘテロエピタキシャル技術の高度化は、我々に "bandgap engineering"[10]とも言うべきデバイスパラダイムを提供しつつある。即ち、量子井戸構造を活性層とする低しきい値・高効率半導体レーザ、超格子構造のシュタルク電界効果を利用した小型半導体光変調器、さらには本論文の目的である高感度超格子アバランシェフォトダイオード等は、バンドギャップ自在制御技術の進展によるものである。これらの光半導体素子において高性能化のキーポイントは精確な材料設計理論にあるが、確度の高い物性パラメータの抽出は高制御な半導体ヘテロエピタキシャル技術によって初めて可能である。適切な物性量把握のもとデバイスの高性能化を図る事は、現在も将来も III-



V族化合物光半導体素子開発の根幹をなすものである。

本論文は、光通信システムのキーデバイスである半導体受光素子において、バンドギャップ自在制御技術を背景とする高速・低雑音超格子アバランシェフォトダイオードに注目し、InAlGaAs系III-V族化合物半導体ヘテロエピタキシー技術の材料開発からデバイス基本実証までの成果をまとめたものである。

### 1-2 本研究の背景と目的

1980年代における極低損失石英ファイバーの開発進展により、 $\sim 1\mu\text{m}$ 波長帯は光通信として重要波長帯になった。これに適う光通信デバイスとして、InGaAsP系化合物半導体材料を用いた発光素子および受光素子が実用に供せられている。しかしながら、より大容量の情報伝達が必要とされている将来の光通信システムのためには、現在よりもさらに高速応答・低雑音の発光・受光素子の開発が急務である。代表的な実用受光素子としてはPINフォトダイオード (PIN- $\text{PD}$ ) およびアバランシェフォトダイオード (APD) があるが、本論文では大容量長距離幹線用さらには近将来の加入者系高速化を考慮して受光素子の現況について述べ、特にイオン化衝突分離による内部増幅効果を有したAPDを選び実用化に適う材料系・デバイス構造について検討する。

現在実用化されているInGaAsP系材料を基本としたInGaAs-APDにおいて、その高速応答性、雑音特性は増倍層であるInP層のイオン化率比によって制限されている。イオン化率比は材料そのものに依存する物性定数であり、従ってより高性能なAPDを実現するには画期的な材料開発が必要とされる。近年、これまでのIII-V族化合物における合目的的な材料選択に加え、超格子構造を用いたバンドギャップ自在制御によって材料物性を制御する試みが注目されている。本論文ではこのような背景のもとに、特に超格子構造におけるバンド不連続を介したイオン化率比人工制御を基本原理とする超格子APD[11]に注目し、光通信波長帯に整合するInAlGaAs系超格子APDの結晶成長技術を中心とする材料技術、特性予測およびデバイス試作について検討を行う。特に、デバイスパラメータ最適化のもとに10Gb/s用InAlGaAs超格子APDの試作を行い、光通信システム搭載に可能な実用特性を実証する。

### 1-3 本論文の構成

本論文の構成を以下に述べる。

第2章では、受光素子の基礎検討を行い光通信デバイスとしてのAPDの位置付けを明確化し、また従来より報告がなされているイオン化率比制御型APDの検討を行い、更なる特性向上のためには人工的なイオン化率比制御技術が不可欠であり、結言として本論文の主題であるIn(Al)GaAs系超格子APDの提案を行う。

第3章では、InGaAs/InAlAs超格子APDの有機金属気相成長法 (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) による初期的な試作について述べる。まずInAlGaAs材料結晶成長技術として構築した有機金属気相成長法について論じ、特に本素子実現において重要な



高純度化および高品質超格子構造の作製について述べる。さらに、実用上の基本構造である光吸収層／増倍層分離型構造からなる InGaAs/InAlAs 超格子 APD を試作し、基本特性実証および問題点を明確にする。また本章では、InGaAs/InAlAs 超格子構造においてイオン化率比測定実験を通し、超格子 APD の基本原理をなす電子イオン化率誇張現象の検証を行う。

第 4 章では、超格子 APD 実現において課題となる暗電流抑制を目的として、超格子構造の検討を行い、井戸層をワイドギャップ構造にした InAlGaAs 四元井戸型構造の提案を行う。さらに、温度特性等の評価による暗電流発生メカニズムの解明を通じ、InAlGaAs 四元井戸型構造の優位性を実証する。

第 5 章では、超格子 APD の高性能化を図る上で重要となる急峻 p ドーピングプロファイル実現のために開発したガスソース分子線結晶成長技術 (Gas-source molecular beam epitaxy : GS-MBE) について論じる。表面構造観察により InAlGaAs、InGaAsP 系での安定成長条件を明らかにすると共に、超格子構造での結晶品質を把握する。さらに、InP/InAlAs バンド構造評価を通して、超格子 APD の基本材料である InAlAs/InP/InGaAs バンドラインアップを確定する。

第 6 章では、InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD のシミュレーションを行い、特に 10Gb/s システム用素子の設計指針の明確化および本素子の理解を深める。さらに、本設計のもと第 6 章で構築した GS-MBE 法により 10Gb/s システム用素子の試作を行い、実用レベルの特性を実証する。最後に、開発された InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD の位置付けを行い、さらに高速性能限界について明らかにする。

第 7 章は、結言であり、“光通信用高性能受光素子の研究”を通じての成果をまとめる。

図 1.1 には、本論文の論旨の流れを示す。

#### (参考文献)

- 1) R. N. Hall, et. al., Appl. Phys. Lett, 9, 366(1962)
- 2) M. I. Nathan, et. al., Appl. Phys. Lett., 1, 62(1962)
- 3) T. M. Quist, et. al., Appl. Phys. Lett., 1, 91(1962)
- 4) I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and S. Sumski, Appl. Phys. Lett., 17, 109(1970)
- 5) K. C. Kao and G. A. Hockham, Proc. IEE(London), 113, 1151(1966)
- 6) F. P. Kapron, D.B. Keck and R. M. Maurer, Appl. Phys. Lett., 17, 423(1970)
- 7) T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka and T. Miyashita, Electron. Lett., 15, 106(1979)
- 8) H. Yokota, H. Kanamori, Y. Ishiguro, G. Tanaka, S. Tanaka, H. Takada, M. Watanabe, S. Suzuki, K. Yano, M. Hoshikawa and H. Shimba, Technical Digest of Optical Fiber Communication Conference, PD3, 11(1986)
- 9) T. Kimura, IEEE Journal of Selected Area in Communication, SAC-4, 498(1986)
- 10) F. Capasso, Science, 235, 172(1987)
- 11) R. Chin, N. Holonyak, Jun., G. E. Stillman, J. Y. Tang and K. Hess, Electron. Lett., 16, 467(1980)



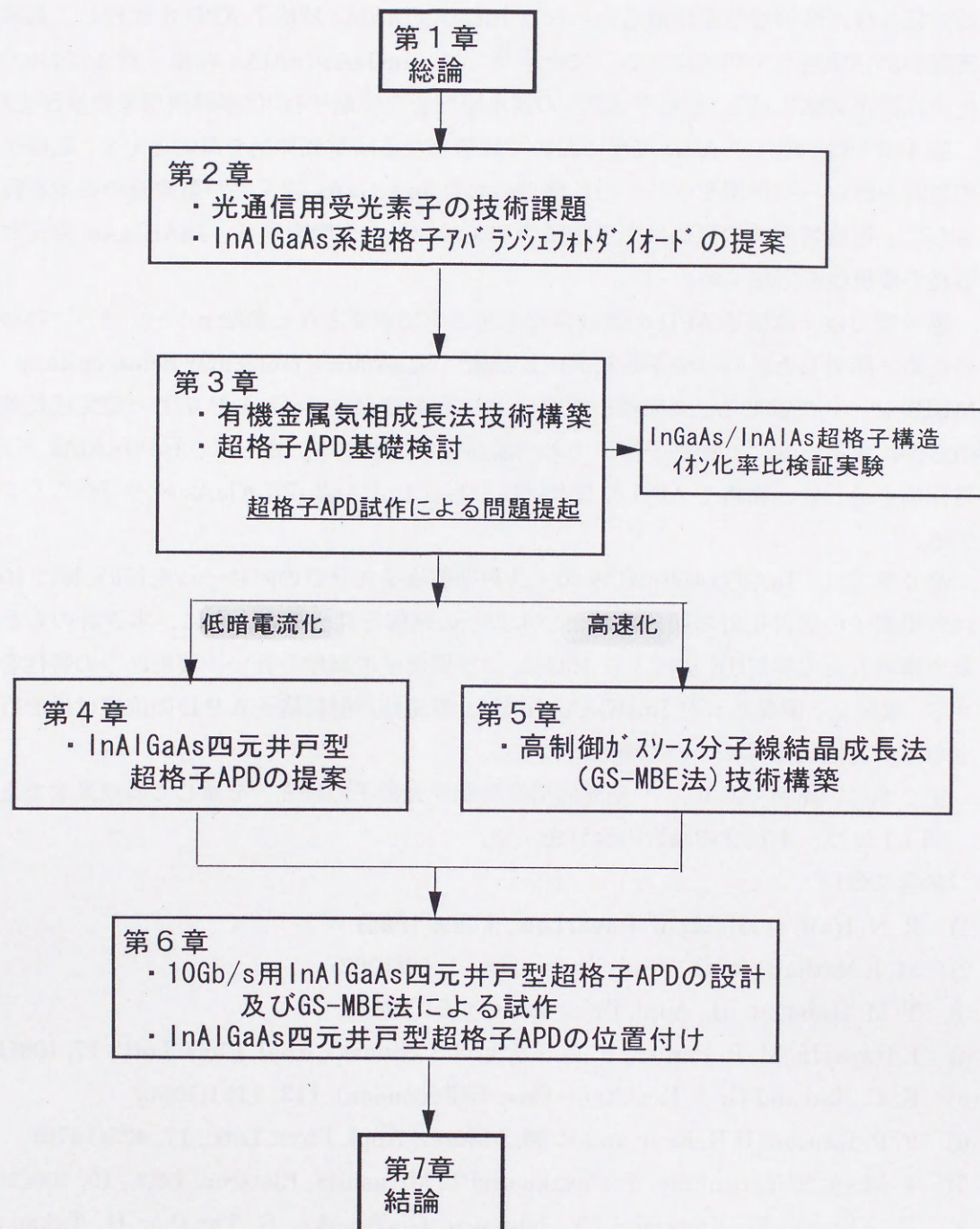


図 1-1 本論文の要旨



## 第2章 光通信用受光素子の現状と

### 高感度超格子アバランシェフォトダイオード (APD) の提案

#### 2-1 緒言

半導体受光素子材料は、Si、Ge のIV族半導体を始めとし、光通信波長用として実用化がなされている InGaAsP 等のIII-V族化合物半導体、HgCdTe 等のII-VI族化合物半導体と広範囲にわたる。本章では、これらの受光素子用材料および素子について考察し、その位置付けを明確にする。

これにより、10Gb/s までの光通信システムにおいては内部利得効果を有するアバランシェフォトダイオード (Avalanche photodiode :APD) がベストであり、かつそのためには従来の材料技術を凌駕した新概念の導入が必須である事を述べ、本論文の主テーマである In(Al)GaAs/InAlAs 超格子APDの提案を行う。

#### 2-2 光通信用受光素子の現状

光通信用受光素子は、現状では InGaAsP 系材料を用いた PIN-PD およびアバランシェフォトダイオード (APD) が主流である。本節では、受光素子を概観し、InGaAsP 系受光素子の原理および材料技術について論じる。

##### 2-2-1 光通信用受光素子の原理および材料技術

受光素子の基本原理には、光を電流に直接変換する光電効果を用いたものと、一旦熱に変換したのちに電気信号に変える熱的検出器の二種類がある。後者は、熱緩和時間が大きく高周波応答に優れないこともあって、現在の光通信用受光素子としては前者の光電検出器が一般的である。中でも、半導体材料を用いてバンドギャップ以上の光エネルギーを吸収（光励起）・光電変換して、電流として取り出す光電流型が主流である。光電流型の光検出器には、PIN-PD (PIN-Photodiode)、APD (Avalanche photodiode)、PC (Photoconductor)、MSM-PD (Metal-Semiconductor-Metal photodiode)、PT (Phototransistor) 等があり、中でも光通信用として一般的に適用されているのは、プロセス上容易な PIN-PD、内部利得効果を有する APD である。これまで、1  $\mu\text{m}$  以下の波長帯に対しては、Si を材料とした PIN-PD、APD があり成熟度の高いプロセス技術と Si 自信が有する優れた材料物性より高性能で信頼性の高い特性が得られている。

一方本論文で取り扱おうとしている光通信用波長帯 (1-1.6  $\mu\text{m}$ ) においては Ge および InGaAsP 材料を用いた受光素子が開発されている。Ge においては、良質な表面酸化膜が得にくく表面リークを主成分とする暗電流が問題となり、さらにファイバーの低損失領域である 1.55  $\mu\text{m}$  波長に対して十分な吸収感度がないこともあって、III-V族化合物半導体の InGaAsP 系が主流になっている。InGaAsP 系では、InP 基板との格子整合において 1.67  $\mu\text{m}$  まで吸収波長端を伸ばす事が可能である。他にこの波長帯に適用可能な材料系としては、AlGaAsSb, InAlGaAs, HgCdTe 系などがあり、図 2.1 にこれら材料の格子常数とバ



バンドギャップエネルギーの関係[1]を示す。

1-1.6  $\mu\text{m}$  帯光通信用受光素子として現在主流をなしている InP 基板上 InGaAsP 系は最も研究開発活動が盛んで完成度が高く、これまで液相成長法 (Liquid Phase Epitaxy:LPE) [2]、気相成長法 (Vapor Phase Epitaxy:VPE) としてクライト VPE 法[3]、ハイトライト VPE 法[4]、有機金属 VPE (Metal-organic VPE) 法[5]、分子線成長法 (Molecular Beam Epitaxy:MBE) としてガスソース MBE 法[6]、CBE (Chemical Beam Epitaxy) 法[7] 等で数多く報告がなされ良好な結晶性が得られている。

一方 GaSb 基板上に格子整合した材料である AlGaAsSb 系においては、Sb 系に共通した問題として V 族空孔を介した補償効果[8]によりアンダーで p 型になり、さらに Al の酸化の問題もあり高品位な結晶が得にくい。HgCdTe 系は、そのバンドギャップが 0~1.6eV を有しており近赤外から遠赤外までの波長帯をカバーできる有望な材料系であるが、成長技術的には p 型結晶をケミカルベピングによって得ることができない、水銀の蒸気圧によって伝導特性が大きく変化する等の問題を抱えているのが現状である。

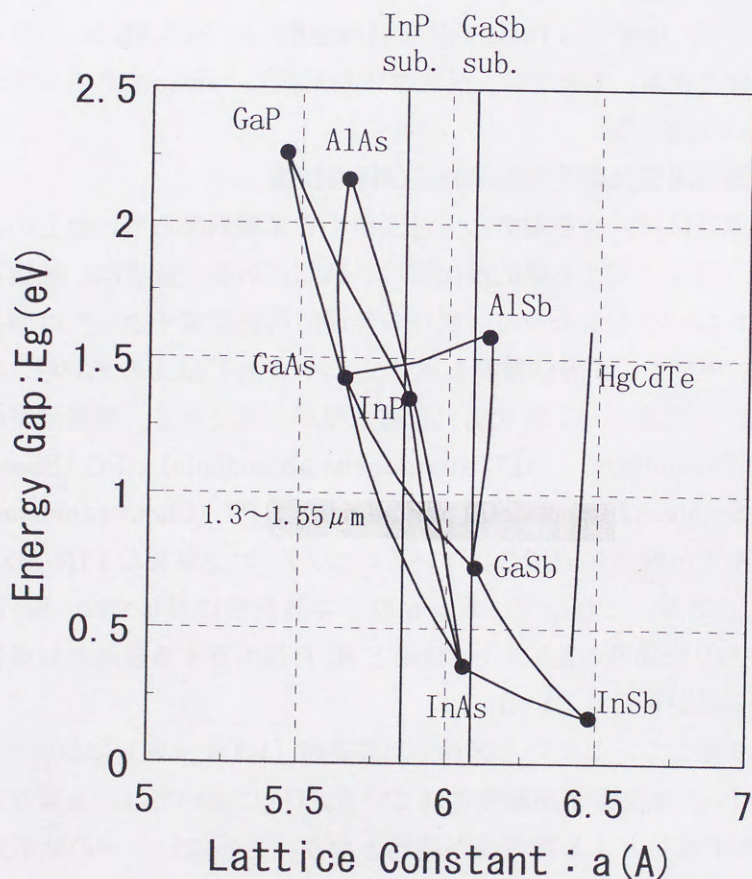


図2-1 受光素子材料の格子定数とバンドギャップエネルギーの関係[1]



## 2-2-2 InGaAsP系受光素子の動作原理

1-1.6  $\mu\text{m}$  帯光通信用受光素子として現在実用化されているのは InP 基板上に  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  光吸収層を有した PIN-PD および APD である。図 2.2 には、その基本的な構造[9][10]を示している。InGaAs-PIN-PD は、InP 基板上の  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  光吸収層、InGaAsP もしくは InP キャップ 窓層から成り立っており拡散等により pn 接合領域を形成する。動作原理は、逆方向電圧印加により光吸収層を十分空乏化し、光吸収によって発生した電子・正孔を光電流信号として取り出す。この場合、低いバイアスで光吸収層を空乏化するために、光吸収層の低濃度化を図る必要があり、それゆえ高純度エピタキシャル層が得られることが原則である。

InGaAs-APD は、基本的には InP 基板上の  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  光吸収層、InP アバランシェ増倍層、InP キャップ 層から成り立っており拡散、イオン注入技術を併用して P<sup>+</sup>-領域、P<sup>-</sup>-ガードリング領域を形成している。特に、実用的にはガードリング耐圧を増加させる二重ガードリング構造を有した PLEG-APD (Preferential Lateral Extended Guarding-APD) [10]を採用し実用化がなされている。動作原理は InGaAs 光吸収層において光吸収によって発生した電子、正孔対のうち正孔のみを電界によって InP アバランシェ増倍層に注入する。アバランシェ領域は、イオン化を起こすに十分な高電界が印加されているのでアバランシェ増倍作用に至り、光電流に関して内部利得効果を有する事になる。ここで良好な APD 動作を得るために、特に InP アバランシェ増倍層のキャリア濃度、層厚等の設計上の許容度が狭い。ブレークダウン近傍まで高電界を印加するので欠陥等を介したマイクロプラズマ等の影響も顕著で、高い制御性と低欠陥層が得られる成長技術が不可欠である。また、正孔の走行において InGaAs 光吸収層と InP 増倍層間での価

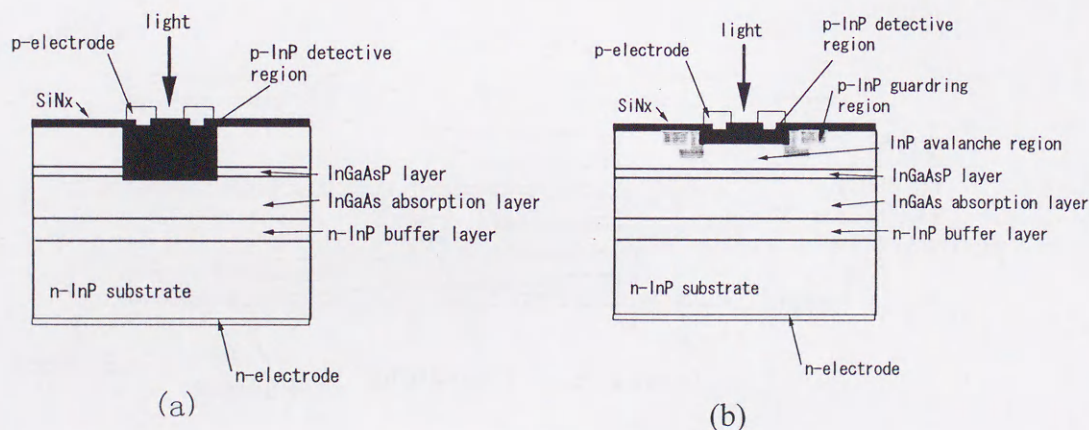


図2-2 InGaAs系PINフォトダイオードとアバランシェフォトダイオード (APD)

(a) PINフォトダイオード [9]

(b) APD : 二重ガードリング構造を有するPLEG-APD [10]

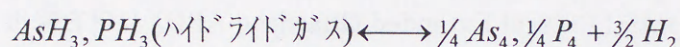
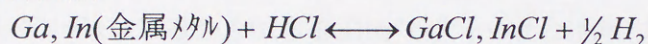


電子障壁がトラップ要因となり高速応答上問題となり、現在では InGaAsP 中間層あるいは多段中間層を設けることによって正孔のトラップ緩和がなされている。また、中間層として超格子構造により実効的なグレーデッドギャップ構造[11]を得る試みもある。多段中間層構造を採用した素子においては、利得帯域幅積 (Gain Bandwidth product: GB 積) 75GHz [12]を有するものが得られている。

### 2-2-3 InGaAsP 系受光素子の結晶成長技術

これらの InGaAsP 系受光素子の実用化において、結晶成長技術としてはハイドライド VPE 法が適用された。図 2.3 には、ハイドライド VPE 装置[4][13]を示す。成長反応は以下の様に記せられる。

(原料供給)



(成長反応)

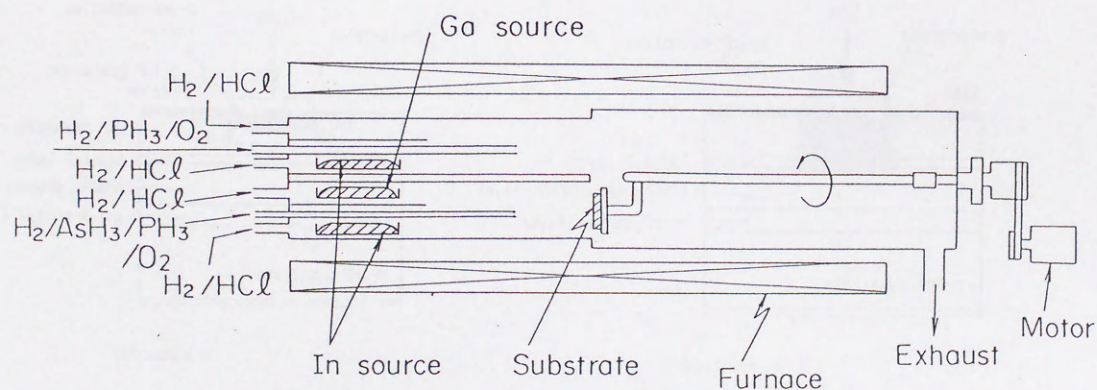


図2-3 InGaAsP結晶成長用ハイドライド VPE装置図[13]



Ga, In 等のⅢ族原料は HCl ガスと金属メタルの反応により塩化物ガスとして、V 族原料は As あるいは P のハイドライドガス熱分解により各々成長領域に供給され、水素還元により成長反応が生じる。ハイドライド法における成長機構は、高温域での mass transport 領域、低温域での kinetic control 領域によって特徴づけられるが、通常成長においては熱平衡律速である前者の高温域 (InGaAsP 系では 650~700℃) で行われる。図 2.3 に示した成長系では成長雰囲気異なる 2 成長室により構成され、InP 成長基板は回転運動により成長室間を移動、ヘテロ構造成長が可能となる。

本技術において、受光素子開発の上で重要となったのは、高純度エピタキシャル層の実現にある。高純度化技術としては、原料の高品質化はもちろんであるが、さらなる手法として酸素添加法が効果的であった。これは、ハイドライド VPE 法等の hot wall 型成長系において有効であり、次式で示される反応を介し、主要不純物である Si (反応管構成材料) のエピタキシャル層への取り込みを抑制する[14][15]。

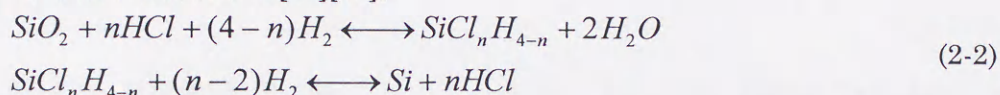


図 2.4 には、InGaAs 成長において酸素添加量に対する Hall 濃度の変化を示す。これより以下の 2 つの傾向が明らかであった。第一に、O<sub>2</sub> 濃度増大により低濃度化が促進され、最適添加量以上では濃度が悪化する傾向にある。第二に、到達不純物濃度は本来のバックグラウンドレベルが高純度である程、低い傾向にある。図 2.5 には、酸素添加された InGaAs 層のキャリア濃度と Hall 移動度の関係を示しており、低濃度サンプルにおいては 77K 測定においても移動度が増大している。これより、酸素添加による低濃度化メカニズムが、ディープレベル形成等による補償効果[16]では無い事が推測される。

酸素添加のメカニズム検証のために、2K フォトルミネッセンス (PL) 法を適用した。図 2.6 には、酸素添加量に対する 2KPL スペクトルの変化を示す。通常サンプルにおいてはエキシトンを介したメインピークおよびアクセプター不純物が関与した D-A ペア発光であるサブピーク (メインピークより 15meV 長波長側) が観測される[17][18][19]。ここで酸素添加により、メインピーク半値幅は 6.3meV から 3.3meV に低減、かつサブピークが低減特に 12ppm 試料においては消滅している。メインピークは、浅いドナーレベルを介在した発光も含んでおり、酸素添加による狭半値幅化はドナー不純物低減特に Si 取り込み抑圧を示唆している。サブピーク低減も同様にアクセプター不純物低減を意味する。これらの 2KPL 法による評価は、ハイドライド VPE 法における酸素添加による低濃度化現象が、Si 等のドナー不純物取り込みを抑制した高純度メカニズムによる事を示唆する。

以上によりハイドライド VPE 法においては、光吸収層である InGaAs 層で酸素添加法により  $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  程度の高純度化が達成され、受光素子実用化の上で十分なレベルに達した。



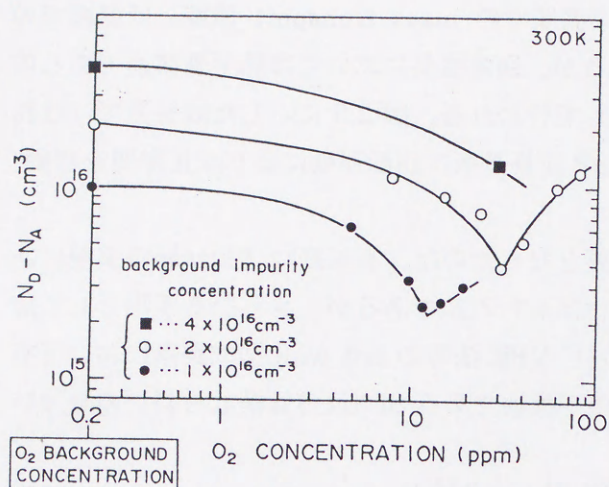


図2-4 ハイトライトVPE法InGaAs成長における  
酸素添加量とHall濃度の関係

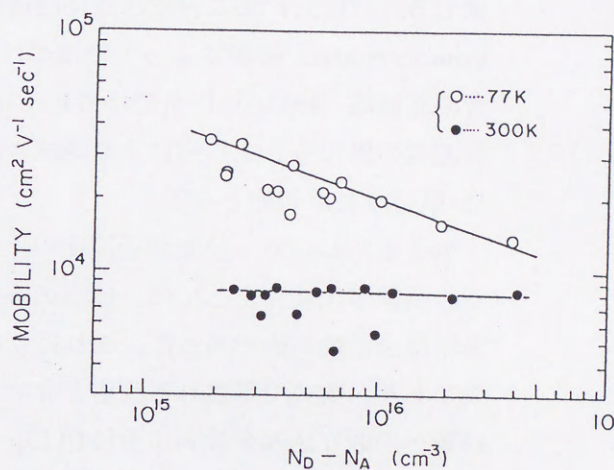


図2-5 酸素添加InGaAs層の  
Hall濃度と移動度の関係

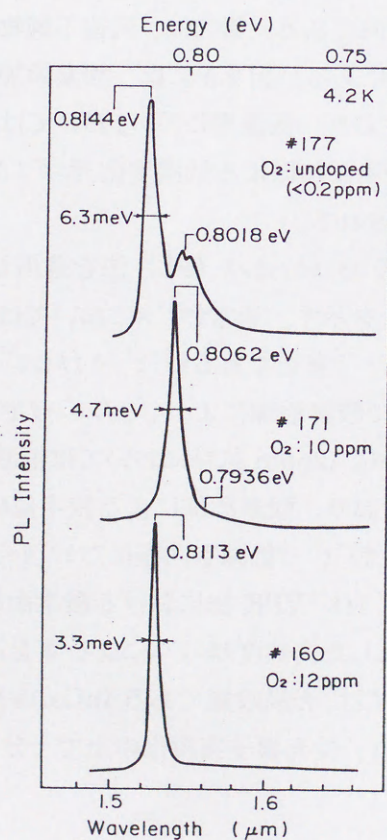


図2-6 酸素添加InGaAs層の2Kフオルミネッセンススペクトル



### 2-3 光通信用 APD の検討

本節では、現在必要とされている～10Gb/s までの光通信システムにおいては、アパランシェフォトダイオード (APD) が実用性・高感度化の点から最良である事を確認し、現在の InGaAsP 系 APD 特性向上のためには、イオン化率比を改善した素子の実現が重要である事を述べる。

#### 2-3-1 Gb/s 帯域における APD 優位性の確認

光通信システムにおいては、当然のことながらより高速・高感度化を指向しており、そのためには前節の各受光素子の特徴を相互比較・検討することによって実現可能な高性能化を予測する事ができる。

ここで、光キャリア発生による電気電導率変化を基本原理とする PC においては、InGaAsP 系はその高い電子移動度 ( $\mu=10000\text{cm}^2/\text{Vs}$ ) および飽和速度 ( $V_p=3\times 10^7\text{cm/s}$ ) ゆえに理想的な材料系[20]である。PC は低電圧動作、noise free の利得効果等の利点に合わせて、電子デバイスとの集積化がしやすく OEIC の基本デバイスとして可能性がある。MSM-PD[21]は、良質のショットキー電極を介して光吸収によって生じた光キャリアを電界印加によって引き抜く事を特徴としており、原理的には PIN-PD と等価である。それゆえ、内部利得効果を有さないが、PC 同様平面配置が可能なため電子デバイスとの集積化が容易である。PT に対しては、例えば InGaAs/InP の n-p-n 構造による HPT (Heterojunction Phototransistor) が報告[22]されている。原理は、ベース層である InGaAs 層が光吸収によって起電力を生じベース電位を変化させて電流振幅を生じさせる。特に、HPT 構造ではエミッタ層としてワイドギャップ材料である InP を適用しているため、高い電流増幅率が得られる。しかしながら、PC、MSM-PD では量子効率と高速応答の相反性があり、PT では蓄積キャリアによるベース電位の変化が基本原理であるため本質的に高速応答に欠け、実用上の問題がある。そのため、以下の検討においてはより実用性の高い PIN-PD および APD に注目して論じる。

図 2.7 には波長  $1.55\mu\text{m}$  での 10Gb/s までの最小受光感度理論値を PIN-PD および APD 素子について示している[23]。ここで、PIN-PD は高速応答の点からはキャリアの走行時間あるいは CR 時定数に律速されているため有利であるが、内部利得効果がないためシステム上は電子デバイスとのハイブリット化で特性が決定される。この時、電気回路自身が大きな雑音要因として振舞うため感度的に APD に対する優位性は無い。むしろ、プロセス等の容易さから加入者系等の量販デバイス、さらには最近では吸収層超薄膜化による 40Gb/s 以上の超高速デバイス[24]としての価値が見直されている。これに対して内部利得効果を有する APD は、実用伝送速度である 10Gb/s まで最良の受信感度を有している。高速応答に関してはキャリアの走行時間と CR 時定数に加え、増倍時のアパランシェ増倍に要する時間も無視できなく利得帯域幅積 (Gain Bandwidth product: GB 積) が速度規定要因となる。現在の InGaAs 系 APD では、超薄膜増倍層により 100GHz を越える GB 積の報告もあるが、通常は GB 積～80GHz[12]が限界性能と考えられ、これらは InP 増倍層のイオン化過程により律速されている。また、次節で述べる様に通常のアパランシェ増倍を生じるイオン化過程は、ランダムショット雑音としても



振る舞う。つまり、現状の InGaAs-APD の特性は、InP 層におけるアバランシェ増倍過程に大きく依存している事を示しており、その増倍過程をより詳細に検討する事により APD のさらなる高感度・高速応答の要因の抽出が可能となる。

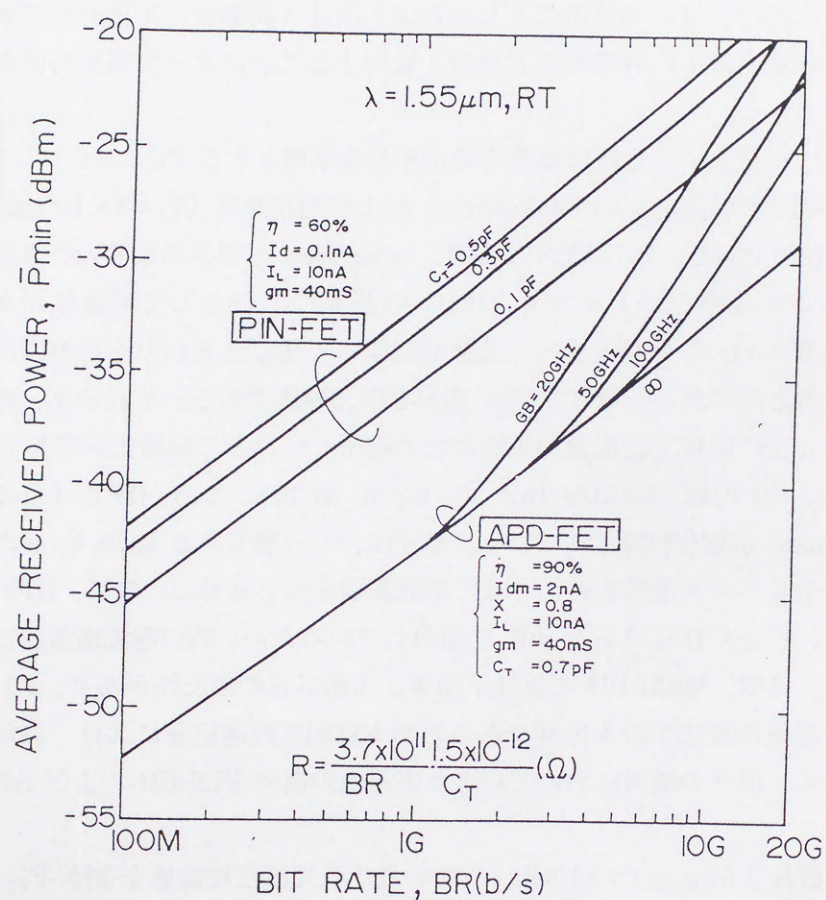


図2-7 PIN-PDおよびAPDの最小受信感度理論値（波長 $\sim 1.55 \mu\text{m}$ ） [23]



### 2-3-2 APDの衝突イオン化現象

アバランシェ増倍現象は、確率的にキャリアがバンドギャップの1.5倍程度のエネルギーを得て散乱を起こし価電子帯から電子を励起させる現象である。それゆえ、正孔が種キャリアの場合は衝突イオン化によって正孔2個・電子1個が生成、電子が種キャリアの場合は電子2個・正孔1個が生成される。このイオン化を起こす単位長さ当たりの頻度としてイオン化率 ( $\text{cm}^{-1}$ ) が定義されており、通常電子に対しては $\alpha$ 、正孔に対しては $\beta$ として表されている。高性能なAPDを得るためには、 $\alpha$ と $\beta$ に大きな違いがあることが材料物性的に必要である。即ち、図2.8に $\alpha > \beta$ と $\alpha = \beta$ の場合のイオン化プロセス[9]を示しているが、 $\alpha = \beta$ の場合にはイオン化の連鎖反応が持続するためにランダムショット雑音が大きく、過剰雑音として反映される。さらにアバランシェ増倍時間も長いため高増倍率での帯域劣化が著しい。これに対し $\alpha > \beta$ の場合には電子のイオン化が優先的に起き ( $\beta > \alpha$ の場合は正孔)、イオン化連鎖反応が生じにくい。それゆえ、理想的には $\alpha > \beta$ もしくは $\beta > \alpha$ である必要がある。

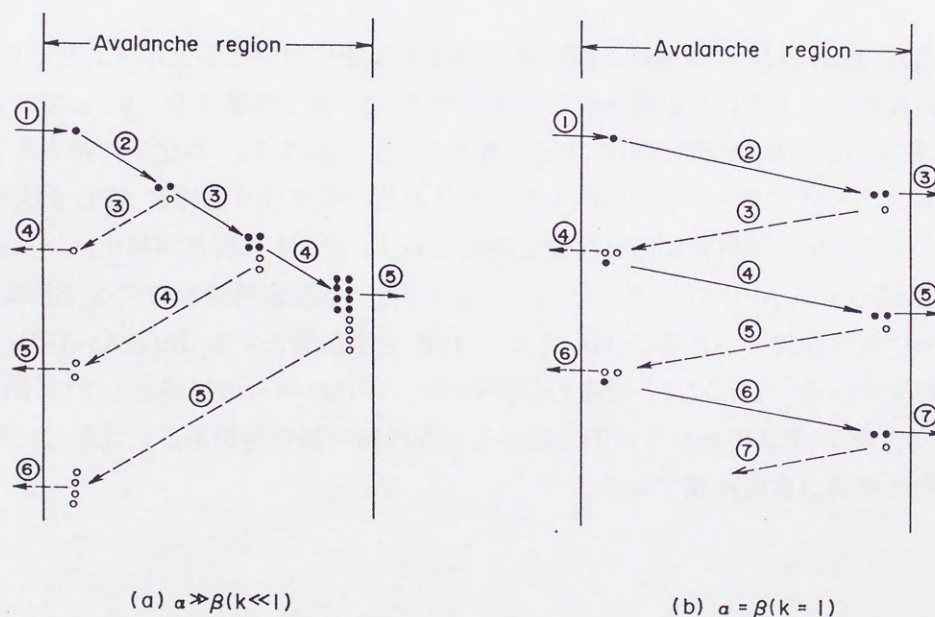


図2-8 衝突イオン化分離のプロセス過程[9]

( $\alpha$  : 電子衝突イオン化率、 $\beta$  : 正孔衝突イオン化率)



受光素子の雑音源としては、ショット雑音および受信機構成回路全体に起因する熱雑音がある。ここでショット雑音とはキャリアの振舞いがランダムであるために生じるもので、PIN-PD におけるショット雑音スペクトル密度は次式で示される。

$$i_{ns}^2 = 2 \cdot q \cdot I \cdot \Delta f \quad (2-3)$$

APD においてはイオン化プロセス自体がランダムなショット雑音として反映される。それゆえ、ショット雑音スペクトル密度は次式で示される。

$$i_{ns}^2 = 2 \cdot q \cdot I \cdot \Delta f \cdot M^2 \cdot F \quad (2-4)$$

ここで  $M$  は増倍率、 $F$  は過剰雑音指数と呼ばれる。これより、低雑音特性を得るためには  $F$  値を低減する必要がある。 $F$  はイオン化率比に大きく依存しており  $k = \beta / \alpha$  とすると次式で示される[25]。

$$F = M \left[ 1 + \left( \frac{1-k}{k} \right) \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (\alpha < \beta \text{ で正孔が種キャリアの時})$$

$$F = M \left[ 1 - (1-k) \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (\alpha > \beta \text{ で電子が種キャリアの時})$$

(2-5)

図 2.9 には、増倍率  $M$  と過剰雑音指数  $F$  の関係を  $k$  をパラメータとして示す。理想的な APD 構造ではイオン化率の大きい方が種キャリアであるべきで、 $\alpha > \beta$  では電子が、 $\beta > \alpha$  では正孔が増倍領域に注入される様に構造設計をする必要がある。それゆえ、イオン化率に差がある場合には原則的には  $F < M$  であり、その差が大きいほど  $F$  値は低くなり低雑音 APD が実現できる。

ところで、イオン化率は材料に固有な物性定数であり、表 2.1 に現在実用化レベルに達している Si, Ge, InGaAs 系 APD のイオン化率比  $k = \beta / \alpha$  を示す。低雑音特性を有する Si は  $k = 0.02$  とイオン化率に大きな違いがあるが、Ge および InP を増倍層とする InGaAs-APD では高々  $k = 2.5$  程度である。それゆえ、現有の長波長帯の APD は単一の材料としては Si-APD を凌駕できないのが現状であり、次節で述べるような新材料の選択あるいは新しい概念によるイオン化率比制御が重要課題である。



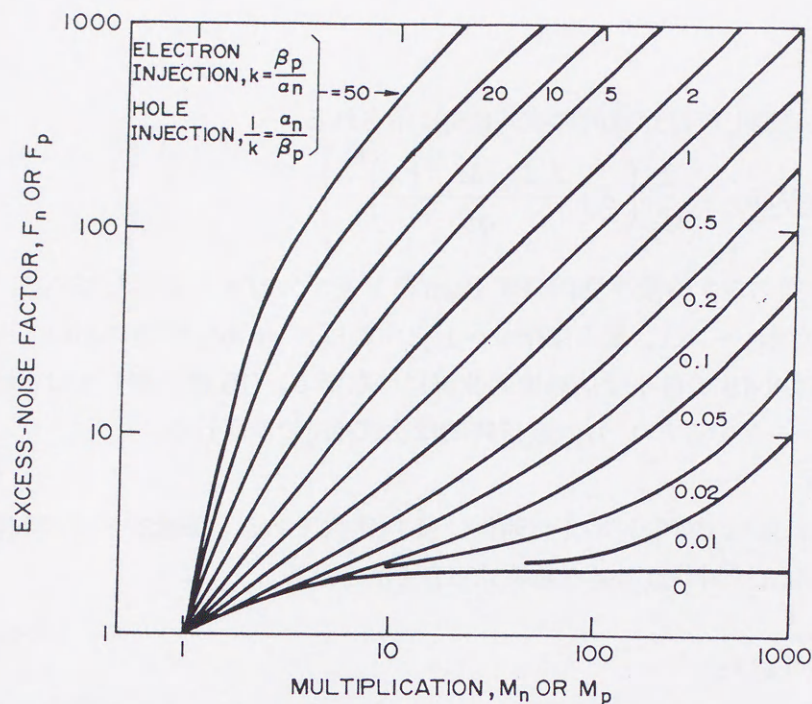


図2-9 注入率比 $k$ と過剰雑音指数 $F$ の関係[25]

表2-1 主な受光素子材料の注入率比 $k$ と雑音係数 $x$ 値

	Si-APD	Ge-APD	InGaAs-APD
$k = \beta / \alpha$	0.02 ~ 0.01	1.5	~2.5
$x (F = M^x)$	0.22 ~ 0.3	~0.9	~0.7

過剰雑音指数 $F$ は、増倍率 $M$ 値を用いて $F = M^x$ で記せられる。  
ここで、 $0 < x < 1$ であり $x$ 値が小さい程低雑音化に対応する。

### 2-3-3 注入率比制御による APD 高性能化の指針

最近、意図的に注入率比を制御する手段として超格子構造あるいは Sb 系, HgCdTe 系材料におけるスプリットバンド<sup>※</sup>を利用した共鳴注入現象の活用が注目されている。詳細は 2-4 節に述べるが、注入率比は Si もしくはそれを上回ることが期待されている。注入率比の向上は、具体的には次の効果がある。

- (1)  $F$  値の減少（低雑音化）による受信感度の改善（高感度化）
- (2) アバランシェ増倍時間の減少による利得帯域幅積（Gain Bandwidth Product: G B 積）の増加（高速化）



最小受信感度  $P_{APD}$  に関しては定量的に次式[26]に示される。

$$P_{APD} = \frac{hCBQ}{2\lambda\eta} \left[ QI_2 F_P + \frac{2}{M_P} \left( Z + \frac{I_2 I_{DM} M_D^2 F_D}{qB} \right)^{1/2} \right] \quad (2-6)$$

図 2.10 には伝送速度に対する最小受信感度  $P_{APD}$  を  $k$  をパラメータとして示している。これより例えば増倍暗電流  $I_{dm} \sim 1\text{nA}$ 、量子効率  $\eta \sim 1$  とすれば、10Gb/s 伝送においては  $k=0.5$  から 0.1 への改善は 3 dB の最小受信感度の改善につながる。GB 積に関しては、キャリアの実効的な走行時間を  $\tau_1$  とするとアバランシェ増倍時間は次式[26]で示される。

$$\tau_1 = N \cdot k \cdot \tau_0 \quad (2-7)$$

ここで  $\tau_0$  はアバランシェ領域でのキャリアの走行時間、 $N$  は定数である。直流モードでの利得を  $M_0$  とすると実効的な 3dB バンド幅  $(B_w)^{1/2}$  は次式[27]で示される。

$$(B_w)^{1/2} = \frac{1}{2\pi \cdot M_0 \cdot \tau_1} \quad (2-8)$$

図 2.11 には  $(B_w)^{1/2} \tau_0$  と  $M$  の関係を示しており、併せて  $\tau_0=30\text{ps}$  とした場合の 3dB ダウソンの帯域を示している。これより、 $k=0.5$  から 0.1 への改善は GB 積にして 50GHz から 100GHz の改善、 $k=0.025$  では 300GHz までの改善につながる。

以上本節で述べた様に、イオン化率比の改善は、現状の InGaAs 系 APD の特性をはるかに凌駕する特性向上につながる事が期待される。

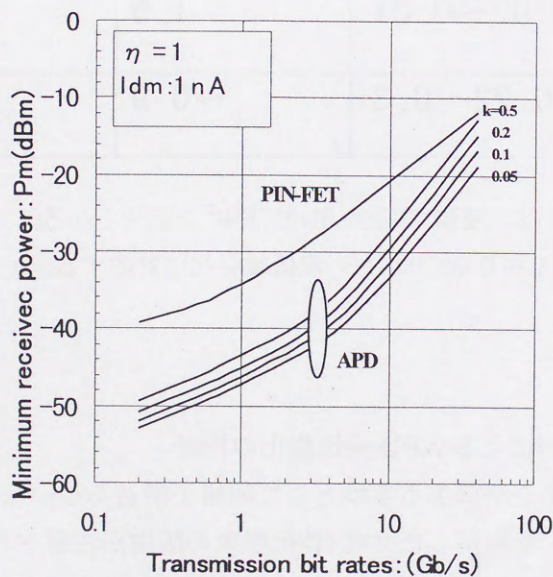


図2-10 最小受信感度  $P_m$  のイオン化率比  $k$  依存性



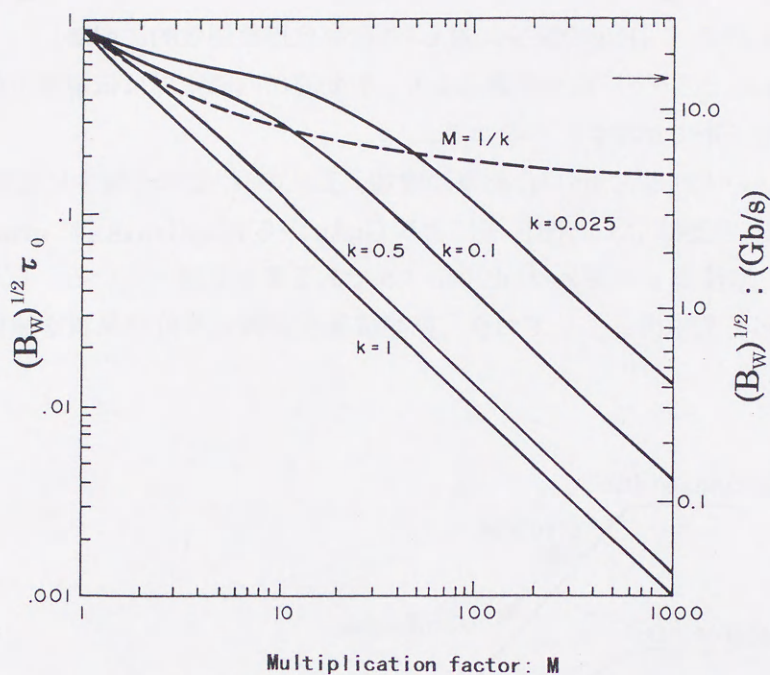


図2-11 イオン化率比 $k$ と利得帯域幅積（GB積）の関係[27]

#### 2-4 イオン化率比制御型 APD の検討

前節で述べたように、イオン化率比を単一材料に束縛される事無く制御できる事が可能であれば、低雑音、高速応答 APD が実現される。このような背景のもと、イオン化率比制御型 APD を得る試みがなされた。具体的には、(1) 超格子構造等を用いて人工的にイオン化率比が大きくなるバンド構造を設計・制御する (2) Si あるいは Sb 系（共鳴イオン化現象）等ババルとして大きなイオン化率比を有する材料適用、に分けられる。中でも、超格子構造による”Bandgap Engineering”は新素子実現の上で Powerful Technique[28]であり、超格子構造によるデバイス提案および実験的検証が積極的になされている。以下、各々のデバイス原理について概略を述べる。

##### 2-4-1 グレーデッドギャップ型 APD

本構造は、Capasso 等[29]により提案されたもので図 2.12 にバンド構造図を示す。実際には AlGaAs 系で検証がなされていて、GaAs から  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  までの graded gap-i 層からなる P-i-N 構造になっている。i 層で光吸収によって発生した電子、正孔は電界によって走行し各々イオン化を生じる。ここで graded-gap 構造の効果は、以下の点にある。



(1) 電子は、走行によってより狭いバンドギャップを感じるため実効的にイオン化しきい値エネルギー  $E_{ith}$  が下がる。これに対し、正孔は逆により広いバンドギャップを感じるため  $E_{ith}$  が上がる。(  $E_{ith}$  の減少に対しイオン化率は指数関数的に増加)

(2) graded-gap によるバンド構造変調により、実効的な内部電界は伝導帯では増加方向に寄与、価電子帯では減少につながる。

これらの効果は、いずれも電子のイオン化率の増加、正孔のイオン化率の減少に反映され、 $\alpha/\beta$  比の増大が生じる。実験的には MBE 法により GaAs から  $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$  に graded に変化する層構造を得て、増倍率 5 で実効イオン化率比 7.5 である事を見積っている。しかしながら本構造は組成傾斜層を基本構造としており、結晶成長技術的に良好な品質を確保するのは至難である。

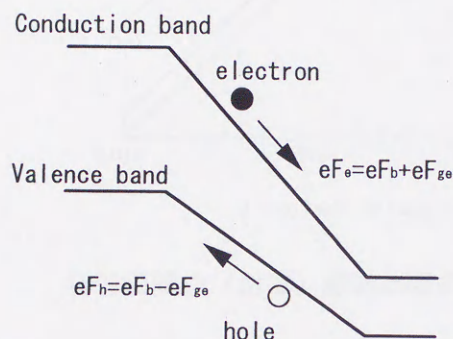


図2-12 Graded-gap APDのバンド構造図[29]

#### 2-4-2 超格子構造型 APD

超格子 APD の基本的な概念は R.W.Chin 等[30]によって提案されたもので、超格子構造におけるバンド不連続性をイオン化のエネルギーに寄与させイオン化率比を高める事を基本原理とする。従って超格子構造において伝導帯あるいは価電子帯のどちらか一方に大きなバンド不連続を有する事が材料的に要求される。実験的検証は、F.Capasso 等[31]によって AlGaAs 系で初めてなされており、その基本構造を図 2.13 に示す。GaAs(450Å)/ $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$  (550Å) からなる 50 周期構造で、この組み合わせでは  $\Delta E_c=0.48\text{eV}$ ,  $\Delta E_v=0.08\text{eV}$  程度のバンド不連続を有する。光吸収によって発生した電子は、伝導帯側のバンド不連続  $\Delta E_c$  を供受する事によってイオン化しきい値エネルギー  $E_{ith}$  が実効的に減少する。正孔に対しては高々  $\Delta E_v=0.08\text{eV}$  にすぎないのでイオン化率の増減には寄与しない。それゆえ電子のイオン化のみが選択的に生じ、GaAs バルクよりも実効イオン化率比が改善される事になる。F.Capasso 等は、実験的に超格子構造における電子、正孔のイオン化率比が次式で示されることを導出した。

$$\begin{aligned}\alpha(\text{electron}) &= 5.7 \times 10^6 \cdot \exp(-1.7 \times 10^6 / E) \\ \beta(\text{hole}) &= 5.5 \times 10^6 \cdot \exp(-2.17 \times 10^6 / E)\end{aligned}\tag{2-9}$$



最大電界強度  $E=2.5 \times 10^5 \text{V/cm}$  で増倍率 10、実効イオン化率比 8 程度であり、これよりこのときの雑音指数  $F$  は 2.9 程度である事が予想される。

超格子 APD の長波長帯 ( $1\text{--}1.6 \mu\text{m}$ ) への適用としては、 $\text{AlGaInAs}$ ,  $\text{InGaAsP}$ ,  $\text{AlGaAsSb}$  等が考えられる。ここで、 $\text{InP}$  基板上に格子整合する  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  超格子構造では  $\Delta E_c=0.504\text{eV}$ 、 $\Delta E_v=0.216\text{eV}$  であることが予想されており、伝導帯側に大きなバンド不連続を有する材料系である。それゆえ、 $\text{AlGaAs}$  系同様に電子のイオン化が選択的に生じることが期待される。この様な背景の下、K.Mohammed 等[32]は MBE 法にて  $\text{InGaAs}(139\text{\AA})/\text{InAlAs}(139\text{\AA})$  50 周期構造を積層、イオン化率比導出実験を行った。しかしながら、結晶品質に起因し  $\alpha/\beta \sim 2$  と超格子 APD の原理に適う結果は得られなかった。

また  $\text{InGaAsP}$  系に関しては、F.Osaka 等[33]が実験的に検証しておりライト VPE 法により得られた  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  超格子構造で  $\alpha/\beta$  比を見積っている。この系に関しては  $\Delta E_c=0.22\text{eV}$ 、 $\Delta E_v=0.38\text{eV}$  程度であり、それゆえ正孔のイオン化率を高める構造であり、実験的にも  $\beta > \alpha$  を得ているが顕著な効果は検証されなかった。この理由としては、 $\Delta E_c$  と  $\Delta E_v$  に差が少ないため効率的に一方のキャリアのみを選択イオン化できない、さらに超格子層においてイオン化・走行するキャリアは電子の方が質量の点から望ましい事、等による。それゆえ F.Osaka 等の実験は  $\text{InGaAsP}$  系が超格子 APD に関しては理想的な系でない事を検証するものとなった。

超格子 APD をさらに発展させたデバイス形態として F.Capasso 等[34]は  $\Delta E_c$  が電子のイオン化のしきい値エネルギー  $E_{\text{ith}}$  程度に極端に大きく、一回のヘテロ走行を経験するだけでイオン化に達する Staircase APD を提案した。図 2.14 にそのバンド構造図を示すが、具体的な材料系として  $\text{AlAs}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}/\text{GaSb}$  系を提案しており、この系では  $\Delta E_c=0.72\text{eV}$  程度が得られ、これは  $\text{GaSb}$  の  $E_{\text{ith}}=0.85\text{eV}$  に匹敵し一回のヘテロ接合を横切るだけでイオン化する確率が高い。それゆえ、極めて低電界で APD 動作が可能で、5V 程度の低電圧電圧が予測されている。N 周期を有する Staircase APD では、一回のヘテロでイオン化を生じない確率を  $\delta$  とするとその最終増倍率は  $M=(2-\delta)^N$  として取り扱われる。K.Matuo 等[35]は Staircase APD を確率論的に取り扱うことによって、 $M=28$  において GB 積が 600GHz 得られる事を予想している。

さらに H.Bauvelt 等[36]は、変調ドープ構造を特徴とする超格子 APD を提案した。本素子は、p,n デルタドープ層を含む障壁層と井戸層を 1 セルとした超格子構造からなっており、注入キャリアは障壁層中の高電界領域である p-n デルタドープ 接合領域で加速される。この後、電子はナローバンドギャップである井戸層に、正孔はワイドバンドギャップである障壁層に走行し、電子が選択的にイオン化を生じる。本デバイスは、その後 K.Brennan[37]により理論検討がなされているが、p,n デルタドープを極めて薄膜高制御で行う必要があり、結晶成長上急峻プロファイルを得る事が難しいと考えられる。このため、実験的検証は報告されるに至っていない。



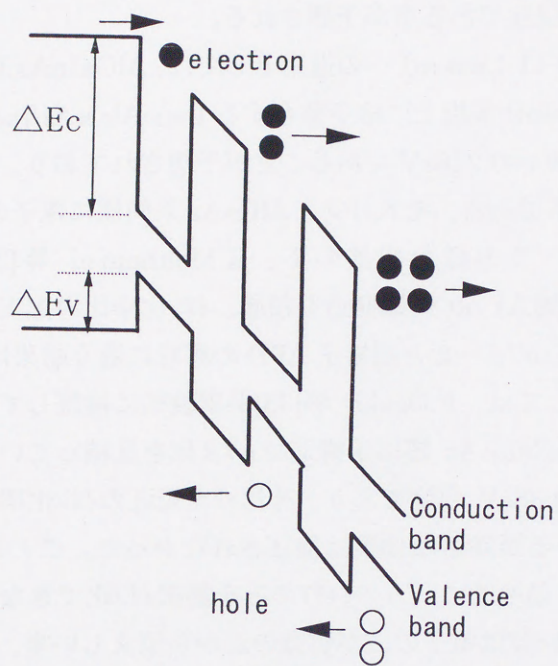


図2-13 Superlattice APD (超格子APD) のバンド構造図[30]

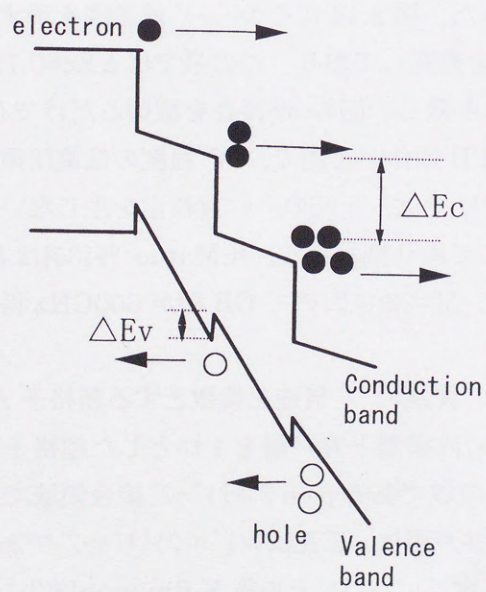


図2-14 Staircase APDのバンド構造図[34]



### 2-4-3 チャンネリング型 (Channeling) APD

Channeling APD の基本構造は光吸収によって発生した電子と正孔をバンド構造で分離して、一方のキャリアのみを選択的にイオン化する事にある。キャリアを分離する手段としては、F.Capasso 等[38]が提案している nipi 構造によるものと、T.Tanoue 等[39]が提案しているヘテロ構造によるものがある。

図 2.15 に nipi 構造を適用した Channeling APD のバンド構造を示す。半絶縁性基板上に急峻な nipi 構造を作製し、層構造の面方向に  $p^+, n^+$  領域を形成する事によって低電圧で nipi 領域を全て空乏化する。ここで p 型領域のバンドギャップを  $E_{g1}$ 、n 型領域のそれを  $E_{g2}$  とすると

$$E_{g1} > E_{g2} \quad (2-10)$$

なる材料系が必要である。光吸収により i 層近辺で発生した電子、正孔は nipi 構造によって空間的に分離され各々の井戸に落ち込み  $n^+, p^+$  領域に向かって走行する。ここで 2-10 式より電子の方がより狭いバンドギャップを感じるので電子が選択的にイオン化する。具体的な材料系としては、AlGaAs/GaAs, InP/InGaAs, AlGaAsSb/GaSb 系が考察されており、例えば AlGaAs/GaAs 系では  $\alpha/\beta$  比=350 程度得られる事が予測されている。実験的には AlGaAs/GaAs 系で pnp 三層構造により検証がなされているが APD 特性を得るには至っていない。デバイスの応答は、キャリアの走行時間によって制約されるが  $p^+, n^+$  領域間の距離を 50  $\mu m$  とすると印加電圧 11.5V でドリフト速度より 250ps 程度の走行時間が見積られ、4GHz 程度の光応答に対応する。

図 2.16 にはヘテロ構造を利用した Channeling APD を示す。これは、前述の nipi 構造がそれぞれのキャリアを built-in 障壁で空間分離するのに対し、ヘテロ構造におけるバンド不連続を利用するものである。具体的には InGaAlAs/GaAsSb, InGaAs/GaAlAsSb 系においてワイドギャップ材料の方の Al 組成を変える事により電子と正孔が空間的に分離されるバンド構造が実現できる。動作原理は、nipi 構造による Channeling APD と同様であり、狭いバンドギャップに分離されたキャリアが選択的にイオン化される事になる。ここで超格子を構成する層のバンドギャップを  $E_{gA}, E_{gB}$  とすると、本構造におけるイオン化率比は次式で示される。

$$\alpha / \beta = \exp \left[ \frac{-1.5 \cdot (E_{gA} - E_{gB}) - \Delta E_V}{eEl_0} \right] \quad (2-11)$$

これより Al 組成比により  $\alpha/\beta$  比  $\sim 10^3$ - $10^{-3}$  間で制御できることを提唱している。



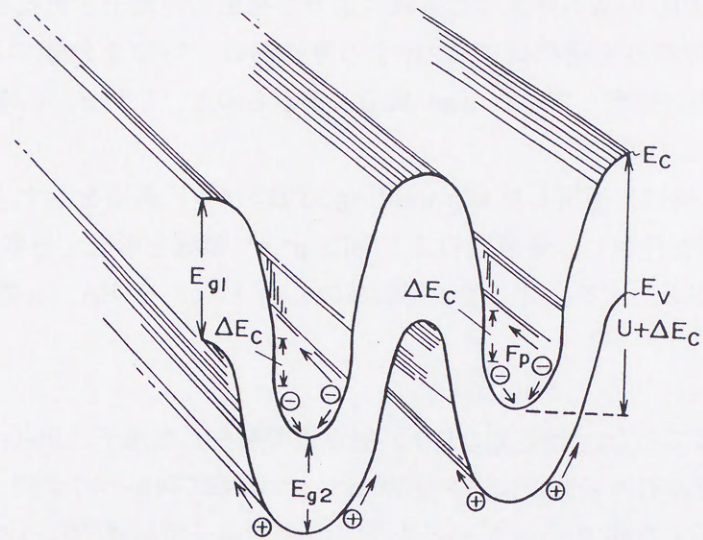


図2-15 Channeling APD (nipi構造型) のバンド構造図[38]

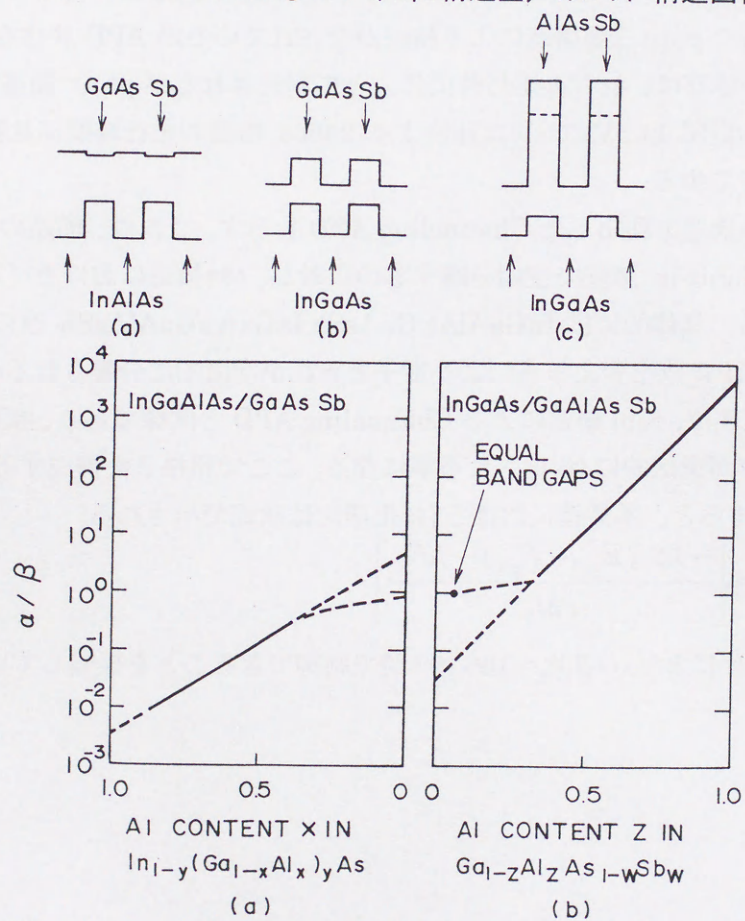


図2-16 Channeling APD (ヘテロ構造型) のバンド構造図[39]



#### 2-4-4 多層 pn 接合型 (Multiple p-n heterostructure) APD

本構造は、J.P.Gordon 等[40]によって提案されたもので基本構造として多層 pn 構造からなっており、図 2.17 にそのバンド構造図を示す。ABCD 層が p/n/p/n 構造に積層されており、デバイス動作時には n 層は十分に空乏化されている。A 層で光吸収によって発生した電子は拡散後 B 層に注入され強電界のもとでイオン化を生じ  $M_1$  倍の増倍率が得られる。なおこの領域で発生した正孔は A 層より外部回路に取り出される。さらに B 層でイオン化して生じた電子は C 層を拡散後 D 層に注入され  $M_2$  倍の増倍率を得る。この増倍過程で発生した正孔は C 層で built-in 障壁を感じトラップされるが、外部回路で層構造と平行方向に取り出される。それゆえ、この 2 段の pn 構造では増倍率としては  $M_1 \times M_2$  倍得られる。ここで実効イオン化率比  $\alpha/\beta$  を悪化させる要因は第一段階のイオン化で発生した正孔であるが、pn 構造をより多層化する事によりその影響が小さくなるので低雑音の設計指針が得られる。

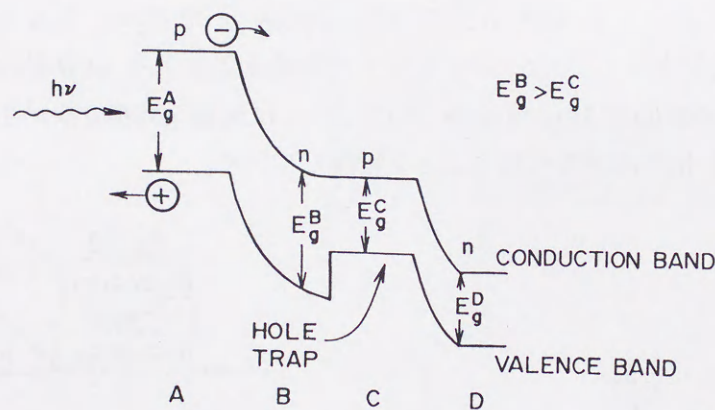


図2-17 Multiple p-n heterostructure APDのバンド構造図[40]

#### 2-4-5 共鳴イオン化 APD

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  系は、スプリットオフバンドを介した共鳴効果により  $\beta/\alpha$  比が極大化する材料系と考えられている。そのイオン化の過程を図 2.18 に示すが、オージェ効果の逆過程と等価と考えられる。すなわち光吸収によって発生した正孔は、電界加速によってエネルギーを得てスプリットオフバンドに励起、スプリットオフバンド中では有効質量が軽いのでイオン化に到達しやすく、イオン化を起こすとスプリットオフバンドがバンドギャップ  $E_g$  と同程度である場合に、価電子帯から電子を励起して正孔が 2 個・電子が 1 個生じることになる。但しこのようなイオン化は、heavy hole バンドおよび light hole バンドとのイオン化と競合状態にあり、それゆえ、スプリットオフバンドでのイオン化しきい値エネルギーが他の hole バンドより小さい必要がある。

O.Hildebrand[41]は、正孔のイオン化しきい値エネルギーが次式で表される事を示した。



$$E_{i,th} = E_g \cdot \left[ 1 + \frac{m_{lh}(1 - \Delta / E_g)}{2m_{hh} + m_e - m_{lh}} \right] \quad (\Delta < E_g)$$

$$E_{i,th} = E_g \cdot \left[ 1 + \frac{m_{hh}}{m_{hh} + m_e} \right] \quad (\Delta > E_g)$$

(2-12)

これより  $E_g = \Delta$  のとき ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  系では  $X=0.065$ )、正孔のイオン化しきい値エネルギーは減少し正孔のイオン化が選択的に生じる。図 2.19 に示す様構造を LPE 法により得て、電子ビーム照射により  $\beta/\alpha$  比検証がなされている。これより  $E_g = \Delta$  近傍で極大化している事を実証し、増倍率 10 で実効イオン化率比 20、雑音指数 2.3 であることを見積った。しかしながら本素子では、Sb 系材料での V 族空孔が関与した補償効果[8][42][43]により高純度化が困難な事、さらには共鳴イオン化を生じる組成領域が極めて狭く制御が難しい事[44]など、結晶的技術上の課題があると考えられる。

$\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  系においても  $X=0.73$  近傍 ( $E_g=0.97\text{eV}$ ) で  $E_g = \Delta$  になる事が知られており、 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  系同様にスプリットオフバンドを介した共鳴効果による APD 動作が期待できる。C.Verie 等[45]は実験的に  $\beta/\alpha=9$  を得ており、さらに最適な共鳴効果が生じる組成のもとで、より大きいイオン化率比が得られることを指摘している。

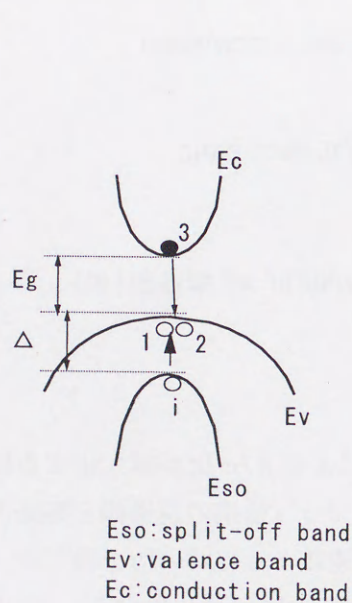


図2-18 スプリットオフバンドを介した共鳴イオン化過程の原理図[41]

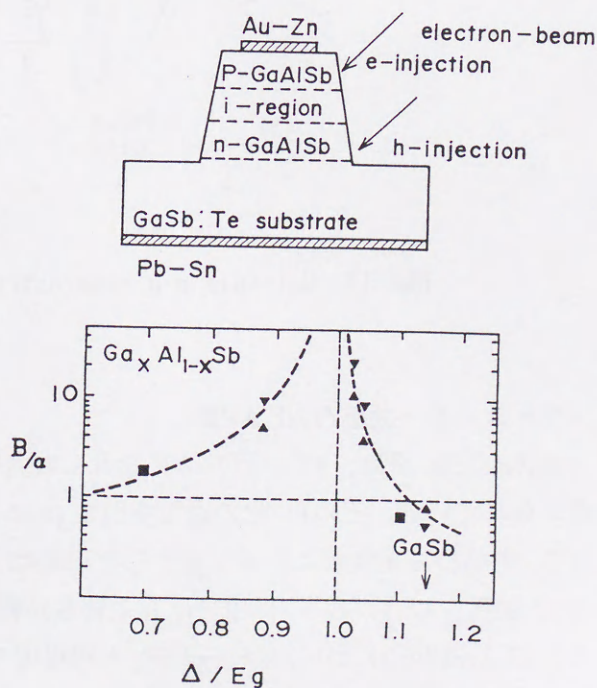


図2-19 AlGaSb APD (共鳴イオン化型) の構造図および特性[41]



#### 2-4-6 Si 増倍層を有する APD

Si-APD は、Si のイ化率が  $\alpha/\beta=50$  程度であるため、雑音指数が小さく低雑音特性を有している。しかしながら Si の吸収端波長は高々  $1.1 \mu\text{m}$  程度であり光通信用の長波長系の受光素子としては適用できない。T.P.Pearsall 等[46]はこれに対し図 2.20 で示す構造を検討した。光受光部は  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}/\text{Si}$  の歪超格子、増倍領域には Si を適用している。Ge の吸収端波長は  $1.6 \mu\text{m}$  程度であり高い Ge 組成により現状の光通信波長帯をカバーできる。しかしながら Si と Ge の格子定数差は 4.2 %にもおよび、ミスマッチ転位緩和の観点より  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$  と Si の歪超格子構造を採用している。それゆえ吸収端波長は  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$  の組成比によって決定され、長波長側で分光感度を得ようとすれば歪超格子の臨界層厚によって量子効率等に限界が生じてくる。

T.P.Pearsall 等は、MBE 法により  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}/\text{Si}$  の歪超格子（吸収端波長  $1.4 \mu\text{m}$ ）を得ており、さらに量子効率を高めるために導波路型にしている。光は端面方向から入射され、 $\text{Si}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$  歪超格子組成において  $1.3 \mu\text{m}$  波長光での量子効率は 10%、最大増倍率は 10 倍程度である。またより Ge 組成の少ない  $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$  歪超格子で構成した APD 素子（図 2.20）では最大増倍率 50 を得ており、歪超格子の結晶性が反映されている。

また最近では、Si 増倍域を形成した Si 基板上に、InGaAs 光吸収層を形成した InP 基板を原子層ワダーの接着技術で接合し、Si-増倍層、InGaAs-光吸収層の APD 素子を実現した報告[47]がなされている。これによると、GB 積は  $300\text{GHz}$  以上を有しているが、接合界面域での結晶性の問題が関与し数十  $\mu\text{A}$  ワダーという大きな暗電流の問題がある。

これらの APD は、歪超格子系の成長技術および接着技術に依存するところが多く、この問題が解決されれば既存の Si プロセスを踏襲できるので理想的な受光素子となりうる。

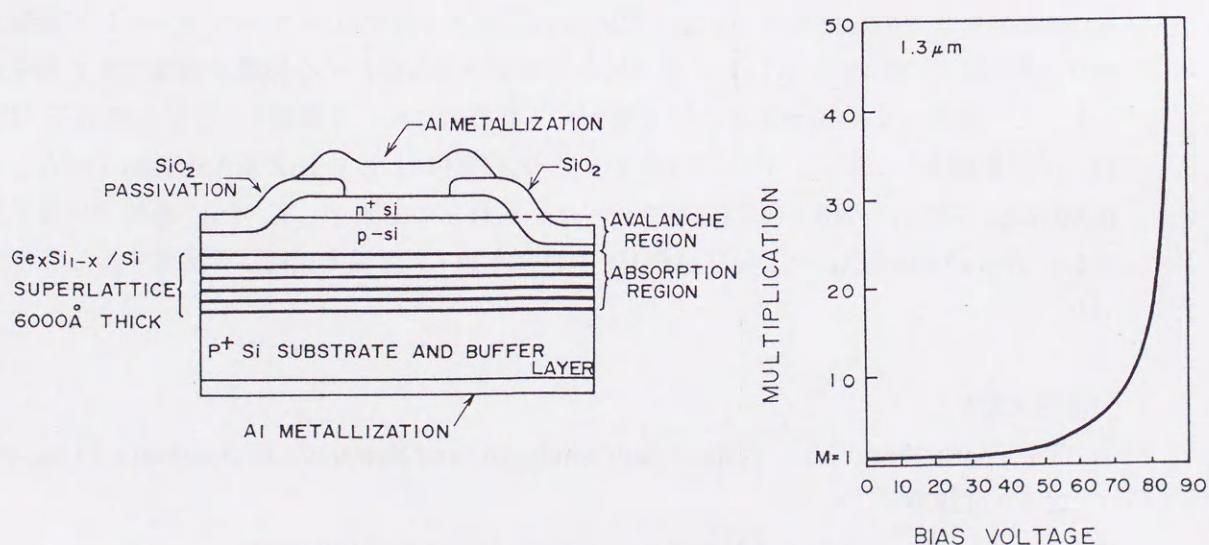


図2-20  $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}/\text{Si}$  APDの構造図および特性[46]



## 2-5 InAlGaAs 系超格子 APD の提案

前節で検討したようにイオン化率を高める構造、材料には種々のものが考えられる。その中で本論文の目的である近将来の実用的な高速・大容量光通信用受光素子を考えると、材料的・デバイスの点にも比較的容易に実現できるものが望ましい。

この背景の下、本論文では最適デバイス構造として Superlattice APD (超格子 APD) を選択し、これを実現する材料として InP 基板上に格子整合する InGaAs/InAlAs 系材料を取り上げる。InGaAs/InAlAs 系超格子 APD を採択した主たる理由は以下の事にある。

- (1) 超格子構造を介したイオン化率比の誇張は理論・実験的検証がなされている。
- (2) InP 基板に対して格子整合のとれた材料系であるため、現存の成長技術によってデバイス構造も作製可能であり、プロセスも従来技術を踏襲でき、信頼性が得やすい。

ここで超格子 APD の概念としては、基本的には有効質量の観点より電子を選択的にイオン化する事が望ましい。それゆえ、超格子構造を形成する材料としては電子のイオン化率を増加させるために、以下の条件を満たしている必要がある。

- (3) 伝導帯バンド不連続量が価電子帯バンド不連続量に比較して大きい ( $\Delta E_c > \Delta E_v$ )
- (4) 超格子構成材料がバルクとして  $\alpha > \beta$  を満たしている

1-1.6  $\mu\text{m}$  帯で上述の条件を満足する材料系として、InP 基板上に格子整合した InGaAs/InAlAs 超格子系は最も適切な材料系である。この超格子構造において InGaAs および InAlAs 共にイオン化率比は  $\alpha/\beta=2$  程度でバルクとしても電子イオン化率が大きい。さらにバンド不連続量は、最大  $\Delta E_c=0.504\text{eV}$ 、 $\Delta E_v=0.216\text{eV}$  が可能である。

## 2-6 本章のまとめ

本章では、半導体受光素子のデバイス、材料技術について論じた。これより、実用上重要な 10Gb/s 帯までの通信用素子としては内部利得効果を有するアバランシェフォトダイオードが最適であり、さらにその高性能化にはイオン化率比を制御する新たなデバイス展開が重要である事を示した。この観点より、イオン化率比を人工制御する新技術について概観し、中でも超格子 APD はデバイス基礎実証が既に行われつつあり、光通信帯材料として InP 基板上に格子整合した InAlGaAs 系超格子構造が有望な事を述べた。これらの結論として、InP 基板上に格子整合した InGaAs/InAlAs 系超格子 APD を次世代高速・大容量光通信用受光素子として提案した。

### (参考文献)

- 1) T.P.Pearsall and M.A. Pollack, Semiconductor and Semimetals, Academic Press, vol 22, 173(1985)
- 2) S.Kondo, T. Amano and H. Nagai, J.Crystal Growth, 61, 8(1983)
- 3) K.Kodama, J Komeno and M.Ozeki, Fujitsu Sci.Tech.J., 21, 31(1985)
- 4) T.Mizutani, M. Yoshida, A. Usui, H. Watanabe, T. Yuasa and I. Hayashi,



- Jpn.J.Appl.Phys.,19,L113(1980)
- 5) H.Razeghi, J.P.Hirtz, U.O.Ziemelis, C.Delalande, B.Etienne and M.Voos, Appl.Phys.Lett.,43,585(1983)
  - 6) M.B.Panish, H.Temkin, R.A.Hamm and S.N.G.Chu, Appl.Phys.Lett.,49,164(1986)
  - 7) W.T.Tsang and E.F.Schubert, Appl.Phys.Lett.,49,220(1986)
  - 8) C.Woelk and K. W. Benz, J.Crystal Growth,27,177(1974)
  - 9) 米津宏雄著、光通信素子工学、工学図書株式会社刊、372(1983)
  - 10) K.Taguchi, T. Torikai, Y. Sugimoto, K. Makita, H. Ishihara, S. Fujita and K. Minemura.,IEEE Elect.Device Lett.,EDL-7,257(1986)
  - 11) F.Capasso, H.M.Cox, A.L.Hutchinson, N.A.Olsson S.G.Hummel, Appl.Phys.Lett., 45,1193(1984)
  - 12) T.Torikai, K. Makita, S. Fujita, H. Iwasaki and K. Kobayashi, OFC,88 Technical Digest,TuC5(1988)
  - 13) A. Usui and H. Watanabe, J. Electron. Mater., 12, 891(1983)
  - 14) L. Palm, H. Bruch, K. h. Bachem and P. Balk, J. Electron. Mater., 8, 555(1979)
  - 15) J. V. Diloranzo, J. Crystal Growth, 17, 189(1972)
  - 16) G. Beucht, M. Bonnet, P. Thebault and J. P. Duchemin, J. Crystal Growth, 57, 379(1982)
  - 17) K. H. Goetz, D. Bimberg, H. Jurgensen, J. Selders, A. V. Sollomonov, G. F. Glinskii and M. Razeghi, J. Appl. Phys., 54, 4543(1983)
  - 18) T. Amano, K. Takahei and H. Nagai, Jpn J. Appl. Phys., 20, 2105(1981)
  - 19) C. P. Kuo, J. S. Yuan, R. M. Cohen, J. Dunn and G. B. Stringfellow, Appl. Phys. Lett., 44, 550(1984)
  - 20) J.C.Gammel, H. Ohno and J. M. Ballantyne, IEEE J.Quantum Electron,QE-17,269(1981)
  - 21) O. Wada, H. Nobuhara, H. Hamaguchi, T. Mikawa, A. Tackeuchi and T. Fujii, Appl. Phys. Lett., 54, 16(1989)
  - 22) J.C.Campbell, A. G. Dentai, C. A. Burrus and J. F. Ferguson, Electron. Lett., 16,713(1980)
  - 23) 石原、藤田、鳥飼、レーザー学会学術講演会第7回年次大会、F (昭和62年)
  - 24) K. Kato, A. Kozen, Y. Muramoto, Y. Itaya, T. Nagatsuma and M. Yaita, IEEE Photonics Technol. Lett., 6, 719(1994)
  - 25) R. J. McIntyre, IEEE Trans. Electron. Devices, ED-13, 164(1966)
  - 26) R. B. Emmons, J. Appl. Phys., 38, 3705(1967)
  - 27) S. R. Forrest, Semiconductor and Semimetals, Academic Press, vol 22, 329(1985)
  - 28) F.Capasso,Science,235,172(1987)



- 29) F.Capasso, W.T.Tsang, A.L.Hutchinson and P.W.Foy, Inst.Phys.Conf.Ser.no 63,473(1981)
- 30) R.Chin, N. Holonyak,Jun., G.E.Stillman, J. Y. Tang and K. Hess, Electron.Lett.,16,467(1980)
- 31) F.Capasso,W.T.Tsang,A.L.Hutchinson and G.F.Williams, Appl. Phys. Lett., 40, 38(1982)
- 32) K. Mohammed, F. Capasso, J. Allam, A. Y. Cho and A. L. Hutchinson, Appl. Phys. Lett., 47, 597(1985)
- 33) F.Osaka, T.Mikawa, O.Wada, IEEE.J.Quantum Electron.,QE-22,1986(1986)
- 34) F.Capasso, W.T.Tsang and G.F.Williams, IEEE.Trans.Electron.Devices,ED-30,381(1983)
- 35) K.Matuo, M.C.Teich and B.E.A.Saleh, J.Lightwave Technology,LT-3,1223(1985)
- 36) H. Blauvelt, S. Margalit and A. Yariv, Electron. Lett., 18, 375(1982)
- 37) K. Brennan, IEEE. Trans. Electron. Devices, ED-33, 1683(1986)
- 38) F.Capasso,Electron.Lett.,18,12(1982)
- 39) T.Tanoue and H.Sakaki, Appl.Phys.Lett.,41,67(1982)
- 40) J.P.Cordon, R.E.Nahory, M.A.Pollack and J.M.Worlock, Electron.Lett., 15, 518(1979)
- 41) O.Hildebrand,IEEE J.Quantum Electronics,QE-17,284(1981)
- 42) M.Lee, D. J. Nicholas, K. E. Singer and B. Hamiltor, J.Appl.Phys.,59,2895(1986)
- 43) G.J.Bougnot, A. F. Foucaran, M. Marajan, D. Etienne, J. Bougnot, F. M. H. Delannoy and F. M. Roumanille, J.Crystal Growth,77,400(1986)
- 44) H. Kuwatsuka, T. Tanahashi, C. Anayama, S. Nishiyama, T. Mikawa and K. Nakajima, J. Crystal Growth, 94, 923(1989)
- 45) C.Verie, F.Raymond, J.Besson and T.Nguyen Duy, J.Crystal Growth, 59. 342 (1982)
- 46) T.P.Pearsall, H.Temkin, J.C.Bean, S.Luryi, IEEE Electron Device Lett.,EDL-7,330(1986)
- 47) A. R. Hawkins, W. Wu, P. Abraham, K. Streubel and J. E. Bowers, Appl. Phys. Lett., 70, 303(1997)



### 第3章 有機金属気相成長法による超格子APDの基礎検討

#### 3-1 緒言

超格子 APD[1][2][3]は、超格子構造における伝導帯バンド不連続を介した電子イオン化率増加を基本原理としており、InAlGaAs 系材料を適用する事により次世代高感度光通信用受光素子の実現が期待される。本章では、まず InAlGaAs 系超格子 APD 実証のために構築した有機金属気相成長 (Metal-organic vapor phase epitaxy: MOVPE) 法について述べ、特にデバイス検証において重要である InAlAs 層高純度化、InGaAs/InAlAs 超格子構造作製および評価技術に注目して論じる。また本章では、MOVPE 法により作製された InGaAs/InAlAs 超格子構造に対し純粋光キャリア注入法によるイオン化率比検証実験を行い、超格子 APD の基本原理を成す電子イオン化率の増大現象について検証する。

さらに本章では、InGaAs/InAlAs 超格子 APD の基本性能実証として、実用的な構造である光吸収層/増倍層分離型構造を有した素子試作について論じる。InGaAs 光吸収層/InGaAs/InAlAs 超格子増倍層に InP 緩和層を挿入した構造により超格子 APD の基本特性を実現、超格子 APD としての基本構造を確立した。

#### 3-2 InAlGaAs 系有機金属気相成長技術

本節では、InAlGaAs 系超格子 APD 基本性能実証のために構築した有機金属気相成長 (Metal-organic vapor phase epitaxy: MOVPE) 法[4][5][6]について論じる。特に、デバイスの基本性能実証の上で重要である InAlAs 結晶の高純度化について、酸素を介在したディープトナレベルの検証に注視しながら論じる。また、本節で提案する 2K フォトリソリソス超格子構造評価法は、簡易に超格子品質を推測できる手法として有効である。

##### 3-2-1 超格子 APD 用 MOVPE 結晶成長技術

InAlGaAs 系超格子 APD において、原理実証さらには高性能化を図る上で結晶成長技術は基本である。超格子 APD を実現するために、結晶成長技術に要求される技術は以下である。

- (1) マイクロプラズマ発生を抑圧して高電界印加をするために、結晶欠陥の低減  
(基板からの貫通転位を含めて $\sim 10^3 \text{cm}^{-2}$ 以下の欠陥密度が目安)
- (2) 均一高電界印加およびトンネル電流抑圧のため、エピタキシャル層の高純度化  
(不純物濃度は $\sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 程度が目安)
- (3) 超格子 APD の原理に合う、高品質な超格子構造
- (4) 電界分布精密制御のため、p,n ドーピングの高制御化

本節では、InAlGaAs 材料結晶成長技術として構築した有機金属気相成長法について論じる。MOVPE 法は、反応管内に有機Ⅲ族原料・Ⅴ族ガス原料を導入し、基板近傍での熱分解・拡散・表面反応過程を介した成長機構を特徴としている。特に、熱分解過程は高速に定常状態に達すると考えられるから、一定原料供給のもとで成長速度を支配するのは境界



領域中での拡散過程である。それゆえ MOVPE 法は、供給律速(Transport limit)および拡散律速(Diffusion limit)で成長が支配されていると考えられる。

図 3.1 には本研究で構築した MOVPE 装置の概略図を示す。反応系は減圧縦型炉、V 族ガスは  $\text{AsH}_3$  ( $\text{H}_2$  ガスで 5% に希釈),  $\text{PH}_3$  (100%)、有機 III 族原料はトリエチルガリウム (TEGa), トリメチルアルミニウム (TMAI), トリメチルインジウム (TMIn)、n 型および p 型ドーパントとして  $\text{SiH}_4$ 、ジエチル亜鉛 (DEZn) を用いている。InAlGaAs 成長条件としては、成長温度  $600\sim 750^\circ\text{C}$ 、V 属原料/III 属原料比は 50-200、成長圧力 70torr である。典型的な成長速度は  $5\sim 10\text{ \AA}/\text{sec}$  である。

本成長条件下において得られた InGaAs 層は、不純物濃度としては  $\sim 1 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  以下であり十分な結晶性が有している。一方、InAlAs 層に関しては、次に述べる様なディープレベルが関与した問題が観測されており、原料の最適化および最適成長条件下において  $n \sim 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  程度の高純度層が達成されている。

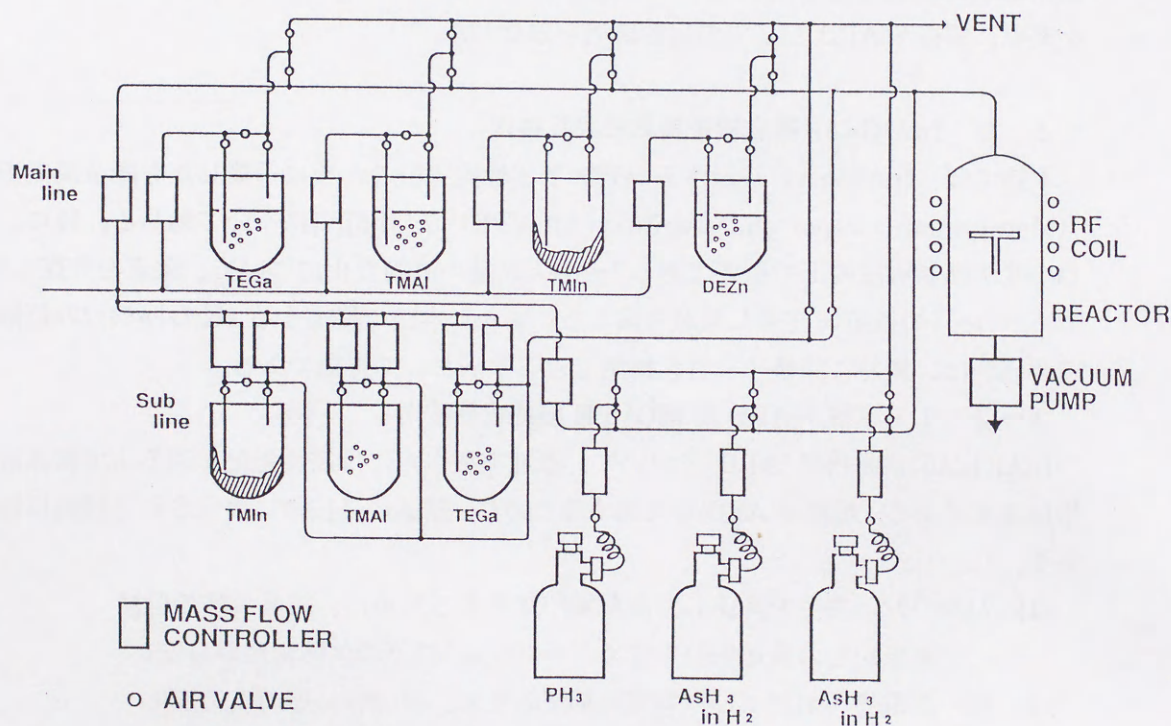


図3-1 有機金属気相成長 (MOVPE) 装置の概略図



### 3-2-2 MOVPE 成長 InAlAs 結晶の高純度化

$\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  は、 $x=0.52$  で InP 基板上に格子整合する。本 MOVPE による InAlAs 結晶成長時には、前述の成長条件領域において格子整合を実現する TMAI/TMIn 比には大きな変化はなく、また成長速度もほぼ一定である。それゆえ、本論文での InAlAs 成長条件はⅢ族原料供給律速である。

ここで、InAlAs 結晶純度評価において次の様な特異な傾向が観測された。図 3.2 に、室温での Hall 測定および容量-電圧測定 (C-V 測定: InAlAs-Au ショットキーダイオードを作製・評価) より得られたキャリア濃度の関係を示すが、特定成長条件域で両者の濃度値が著しく一致しない (例えば図中の sample \* では、Hall 測定  $n \sim 4 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ , C-V 測定  $n \sim 6 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ )。これは、Hall 測定が活性化エネルギーの小さな浅い不純物レベルのみを測定するのに対し、C-V 測定は深いレベルも測定する事による違いと考えられる。これより観測された現象は InAlAs 結晶中のディープドナーレベルの存在を示唆しており、空乏化動作を基本原理とする APD 高性能化のためにはディープレベルも含めた高純度化条件を把握するのが必要である。それゆえ、以後の実験では C-V 測定法によるキャリア濃度に注目して論じる。

図 3.3 には、C-V 測定法によるキャリア濃度の成長温度  $T_g$  および V/Ⅲ 比依存性を示す。成長条件は #A ( $T_g=650^\circ\text{C}$ ,  $V/\text{Ⅲ}=50 \sim 100$ )、#B ( $T_g=650^\circ\text{C}$ ,  $V/\text{Ⅲ}=200$ )、#C ( $T_g=700^\circ\text{C}$ ,  $V/\text{Ⅲ}=100$ ) である。これより、成長温度の増加・V/Ⅲ 比の増加により低濃度化が得られる事が判る。ここで、#B、#C サンプルでは、Hall 測定と C-V 測定の対応も比較的良く、ディープドナーレベルも少ないと予想される。また図 3.4 には、 $\text{Ar}^+\text{-レーザー}$  (波長  $5145 \text{\AA}$ ) 励起による 2K でのフォトルミネッセンススペクトルを示す。成長温度  $650^\circ\text{C}$  一定で V/Ⅲ 比を 100 から 200 に増加させる事により、半値幅  $51 \text{meV}$  から  $14 \text{meV}$  に低減、バンド端が介在した良好な発光品質が得られている。

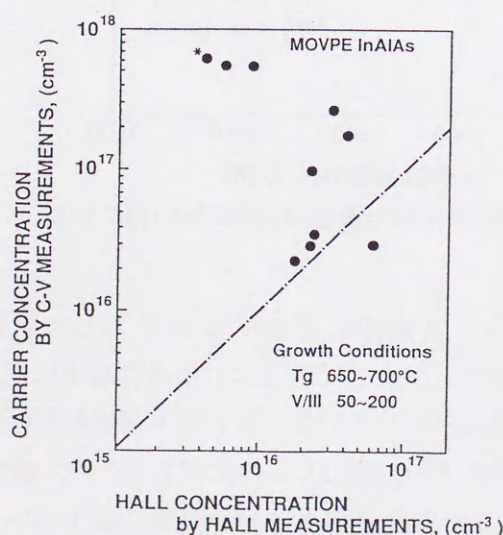


図3-2 MOVPE法InAlAs層のHall濃度とキャリア濃度 (C-V法) の関係



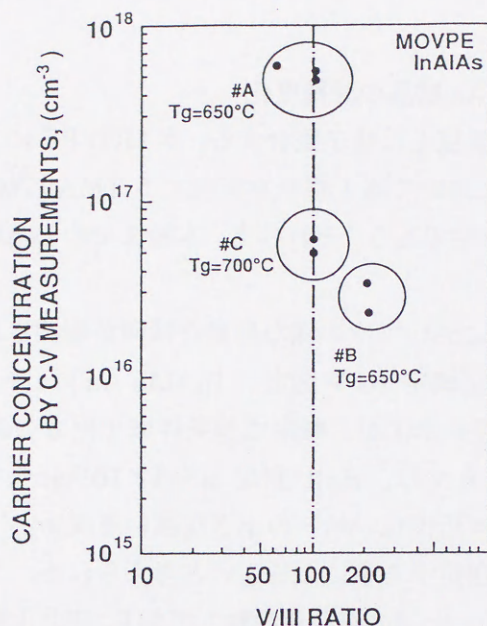


図3-3 MOVPE法InAlAs層キャリア濃度 (C-V法) の成長条件依存性

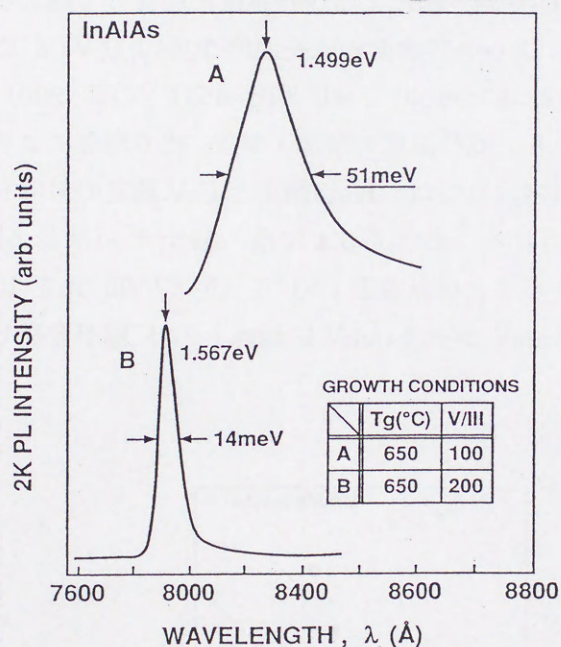


図3-4 MOVPE法InAlAs層の2Kフォトルミネッセンススペクトル

InAlAs 中のディープレベルを定量的に評価する手段として、Deep level transient spectroscopy (DLTS) 評価を行った。DLTS 法は、半導体層中に電界を与えてキャリアを注入し、深い準位によるキャリア捕獲過程に伴う容量過渡応答の温度依存性を測定する事により、半導体中のディープレベルを定量化する。図 3.5 には本測定のために製作した DLTS 測定装置の概要を示しており、サンプルは  $n^+$ -InP 基板上に MOVPE 成長 InAlAs 層 (アンダー  $n$  層) を積層した後に、Au メタルを蒸着したショットキーダイオード ( $500 \mu m \Phi$ ) を用いた。測定は、逆定電圧状態に順方向電圧パルス印加 (多数キャリアパルス) した場合の測定を行っており、そのため多



数キャリアトラップ（電子トラップ）に対し測定がなされる。

図 3.6 には DLTS 測定結果を示す。サンプルは各々、#A ( $T_g=650^\circ\text{C}$ ,  $V/\text{III}=100$ )、#B ( $T_g=650^\circ\text{C}$ ,  $V/\text{III}=200$ )、#C ( $T_g=700^\circ\text{C}$ ,  $V/\text{III}=200$ ) の成長条件より得られており、C-V 測定によるキャリア濃度は  $n\sim 4\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $6\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ ,  $5\times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  である。ここで #C サンプルは、高成長温度・高  $V/\text{III}$  比で積層したもので、本実験において得られた最も高純度な InAlAs 層である。#A サンプルでは低温から高温にかけて広い温度領域でマルチレベルに起因して重畳したピークが観測されるが、#B、#C サンプルでは高品質化にともない特に低温側でのレベルが減少する。特に C-V キャリア濃度で  $n\sim 5\times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  まで低濃度化された #C サンプルでは、ピークが抑圧されており良好な結晶性を有している事が判る。

図 3.7 には、各サンプルにおいてレートウィンドー時間（サンプルリング時間幅）を変化させる事により得られるアレニウスプロット（スペクトルピーク温度値 vs レートウィンドー）を示す。ここで傾きは、トラップレベルの活性化エネルギーを意味する。 $E_a\sim 0.88\text{eV}$  の深い電子トラップレベルが各サンプルにおいても観測され、#B サンプルではそのトラップ濃度は  $\sim 1\times 10^{16}\text{cm}^{-3}$  である。また、#A サンプルでは  $0.45\text{eV}$  およびさらに浅いレベルが存在し、実効的な As 圧が補償されない場合（低成長温度・低  $V/\text{III}$  比）に特徴的にこれらの浅いドナーレベルが形成される傾向が明らかであり、これが C-V 測定時の過剰キャリア濃度に対応していると考えている。

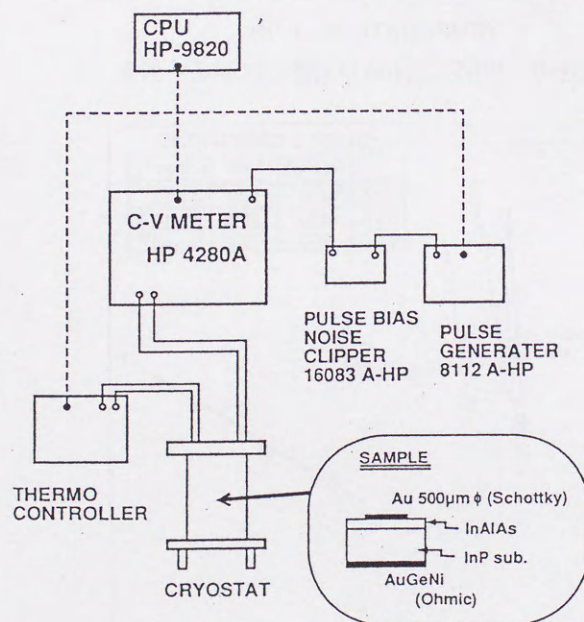


図3-5 DLTS測定装置の概要



InAlAs 層に対する DLTS 測定は、分子線エピタキシー (MBE) 法により成長された試料に対する報告が主で、結晶成長条件に敏感であるが、電子トラップレベルとして  $0.54\text{eV}$ [7],  $0.8\text{eV}$ [8],  $0.2\sim 0.9\text{eV}$ [9] が同定されている。ディープレベルの起源は、K. Nakashima 等[7]は Si ドーピングと関連した D-X center like モデルを、また M. Stavola 等 [8]は結晶欠陥が介在したレベルを予測している。しかしながら、MOVPE 法 InAlAs 層に対する DLTS 測定の報告は少ない。MOVPE 法 InAlAs 層はアンダーブで n 伝導型を有するのが一般的で (本論文および[5][6][10])、MBE 法のアンダーブ高抵抗層と結晶的に大きく相違しており、ディープレベル起源も成長法により異なっていると考えられる。

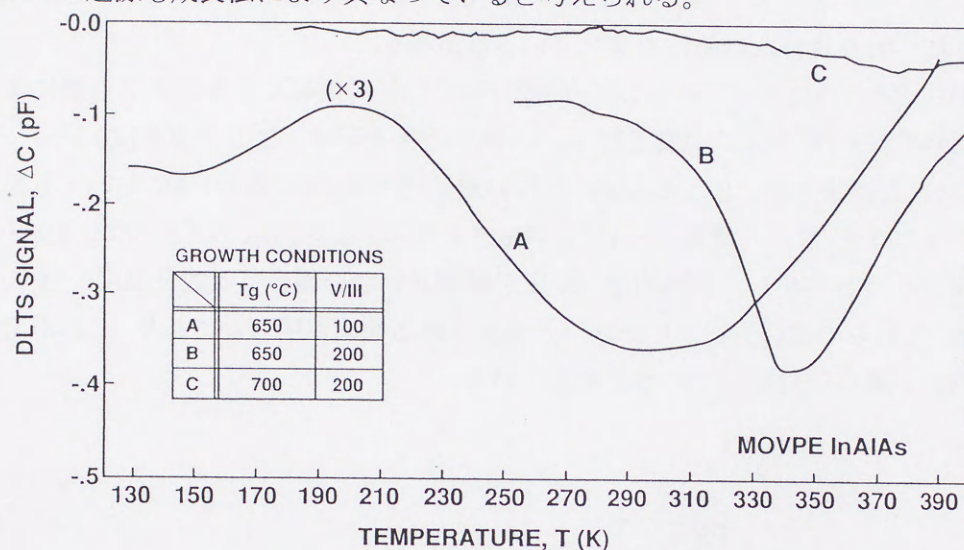


図3-6 MOVPE法InAlAs層のDLTSスペクトル

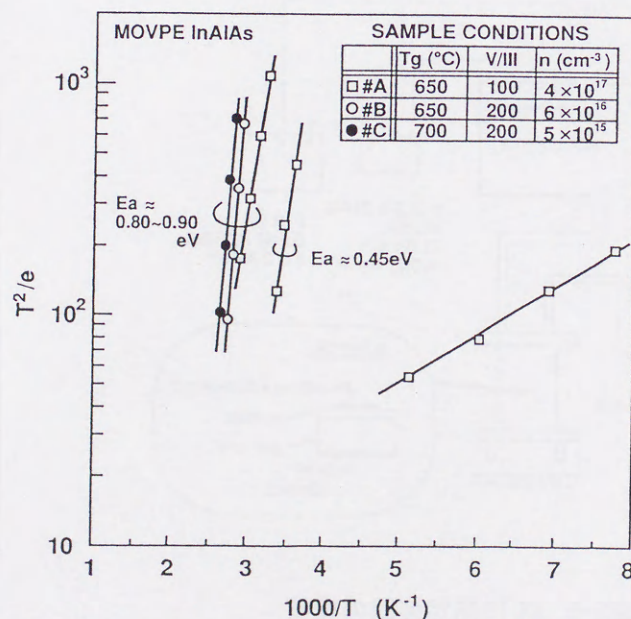


図3-7 DLTS測定によるInAlAs層中のディープレベル活性化エネルギー導出  
(スペクトルピーク温度値 vs レートウィンドウ)



これらのディープレベル起源同定のために、InAlAs 結晶の SIMS 評価を行った。Al 含有結晶である事から、特に結晶中の酸素に着目した。図 3.8 には、InAlAs 成長温度に対する SIMS 測定 [O]レベルと C-V キャリア濃度の関係を示す。これより、低成長温度域において酸素の取り込みが顕著な事、かつこの傾向がキャリア濃度増加の傾向と一致している事が判る。さらに、V/Ⅲ比を変化させた InAlAs サンプルにおいても、低 V/Ⅲ比時にキャリア濃度増加および [O]レベル増加の傾向が同様に観測された。以上より、低成長温度および低 V/Ⅲ比の状況、即ち低い As 圧条件下において酸素取り込みが顕著な事が判る。

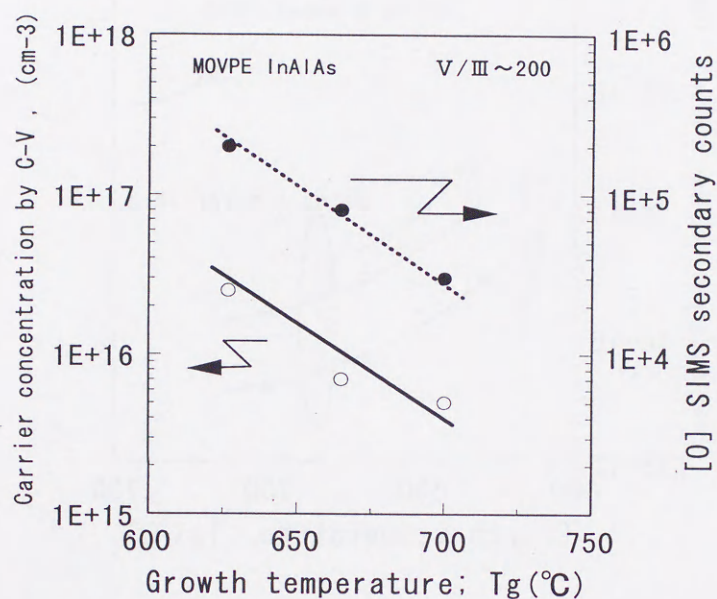
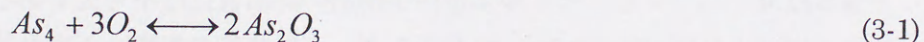


図3-8 MOVPE法InAlAs層の[O]濃度（SIMS測定）とキャリア濃度

このような、酸素取り込みの結晶成長条件依存性は、次の様に考察される。一般に、AsH<sub>3</sub>ガスは 600~700°Cでの熱分解では As<sub>4</sub> として存在しており、As<sub>4</sub> と酸素は次式に示される様に安定状態では As<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 酸化物を形成すると考えられる。



これより、熱平衡上は As<sub>4</sub> 濃度の減少が、成長雰囲気中で酸素濃度を増加させる事が予測される。また、実効 As 圧低下は V 族空孔生成の要因となり、Al 原子と酸素の結合エネルギーが高い事もあり、V 族サイトへの酸素取り込みは促進される。V 族サイトに取り込まれた酸素は、ディープドナーレベルとして振る舞う。

以上より、InAlAs 成長において As 圧が十分に補償されない場合の結晶性劣化はディープドナーレベル生成に起因する事、さらに生成には SIMS 測定より酸素が介在している事が明ら



かになった。成長雰囲気における酸素の由来は、MOVPE 装置自体の気密度もしくは原料に依存すると考えられるが、本実験においては特に有機金属原料 TMIIn 依存性が明瞭であった。図 3.9 には TMIIn 原料に対する InAlAs 結晶の C-V キャリア濃度依存性を示しており、同一温度のもとでキャリア濃度が低減していれば良好な品質である。これより、A 社品は B 社品に比較して低濃度の傾向を有しており、さらに A 社品においてもロット依存性が観測された。本事実、TMIIn 原料中の残留酸素不純物が結晶性に大きく影響している事を示すものである。

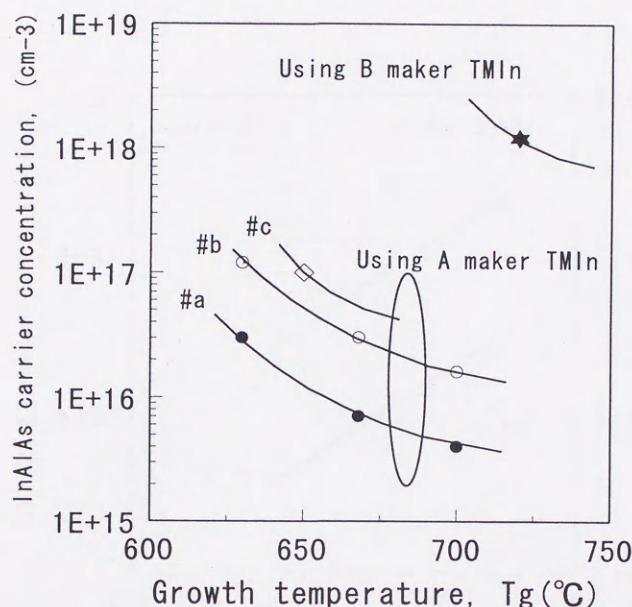


図3-9 MOVPE法InAlAs層キャリア濃度のTMIIn原料依存性

### 3-2-3 MOVPE 法による InGaAs/InAlAs 超格子構造の成長

InAlGaAs 系超格子 APD は、超格子界面でのバンド不連続量をエネルギーとして供受する事を基本原理としており、それゆえ超格子構造の高品質化は不可欠である。本章では、まず超格子構造の品質（界面ラフネス、混晶揺らぎ、不純物等の影響）を定量的に判断するために構築した、2K フォトルミネッセンス(PL)法について述べる。次に、MOVPE 法により InGaAs/InAlAs 超格子構造を作製、構築した 2KPL 法を適用する事により超格子構造の結晶品質を検証する。通常、MOVPE 法による超格子構造作製は、成長チャンバー内での原料ガス切り替えを最適化する事により達成されるが、本論文では InGaAs/InAlAs ヘテロ成長界面に対しⅢ族原料を中断する時間を挿入、その最適時間を～20 秒としている。本技術および InAlAs 高純度化技術により、超格子 APD 実証に十分な品質が達成された。



### 3-2-3-1 超格子構造の 2K フォトルミネッセンス評価法の理論

超格子構造の極低温フォトルミネッセンス測定は、その結晶品質を間接的に評価するのに有効な手段である。これは、極低温でのフォトルミネッセンスは半値幅の狭いエキシトン発光が支配的であるため、超格子界面の凹凸（揺らぎ）等に敏感であるからである。しかしながら、ルミネッセンス半値幅は界面急峻性の他に、混晶揺らぎ、不純物によるバンドワイドニング等の影響も受ける。ここではそれぞれの影響を考慮して、超格子構造の低温 PL 測定による品質評価法に定量的解釈を与える。

#### (界面揺らぎの影響)

井戸層厚が薄い場合には、界面の揺らぎ（即ち微視的な井戸幅の変化）によりエキシトン発光のエネルギーが敏感に変化し、PL 半値幅の広がりやの支配的な要因となっている。J.Singh 等[11]は超格子界面に島、谷、平坦部の凹凸を仮定して、かつその大きさがエキシトンサイズ以下であるとしてその存在確率よりエキシトン発光のだけを見積っている。この存在確率は次式で示されている。

$$P(C_a, C_b, C_c; R_0) = \exp \left[ - \left( \frac{R_0^2 C_a}{\delta_{2a}^2} \ln(C_a / C_a^0) + \frac{R_0^2 C_b}{\delta_{2b}^2} \ln(C_b / C_b^0) + \frac{R_0^2 C_c}{\delta_{2c}^2} \ln(C_c / C_c^0) \right) \right]$$

a; 島、 b; 谷、 c; 平坦部、  $C_i$  ( $i=a,b,c$ ); 存在確率、  $C_i^0$  ( $i=a,b,c$ ); 平均密度、

$\delta_{2i}$  ( $i=a,b,c$ ); サイズ、  $R_0$ ; エキシトンサイズ (3-2)

ここで最も単純な場合を仮定して島と谷のみを考え、その平均密度、サイズは等しいとすると、3-2 式より ( $C_a; C_b$ ) の 2 組の解が求まる。これらの解を、界面の揺らぎを考慮した実効的な井戸層厚  $W$  の次式に代入し、各々の量子準位エネルギーを求めてその差より半値幅を見積っている。

$$W = W_0 + \delta_1 \left[ (C_a - C_a^0) - (C_b - C_b^0) \right]$$

$W_0$ ; フラット領域の井戸層厚、  $C_a^0 = C_b^0 = 0.5$ 、  $\delta_1$ ; 島、谷の高さ (3-3)

図 3.10 には島と谷の高さを一原子層 (3 Å) とした場合の横方向のサイズ  $\delta_{2i}$  をパラメータとした半値幅の計算例を示す。これより、井戸層厚 50 Å 以下において半値幅が揺らぎにより急激に増加していることが判る。例えば、界面の凹凸の大きさがエキシトン半径の約 1/2 とすると、井戸層厚 20 Å ではその PL 半値幅は 60 meV に達する。しかしながら、エキシトンサイズに比較して十分小さな凹凸を有する界面では PL 半値幅の増大は比較的問題にならない事が理論上予測される。

#### (混晶ゆらぎの影響)

本材料系の様に超格子構造を形成する層が多元混晶系から構成されている場合には、混晶揺らぎが PL 半値幅に与える影響は特に顕著である。

具体的には、井戸層を形成する  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  混晶の揺らぎは、エキシトンサイズの揺らぎを考慮すればよく、半値幅は次式[12]で与えられる。



$$\Delta E_g = 2.36 \frac{dE_g}{dx} \left[ \frac{x(1-x)}{K\pi \left( \frac{E_r}{m_r/m_0} a_B \right)^2 L_z} \right]^{1/2} \quad (3-4)$$

$$K = 4a_0^{-3}$$

ここで、 $E_g$ 、 $L_z$  はバンドギャップエネルギー、井戸層幅である。また InP に格子整合する  $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$  組成において各パラメータは、 $E_r$  (比誘電率) = 13.82、 $m_r$  (有効質量) =  $0.041m_0$ 、 $a_B$  (ボーア半径) =  $0.529 \text{ \AA}$ 、 $a_0$  (格子定数) =  $5.869 \text{ \AA}$  である。

また障壁層である InAlAs 混晶の揺らぎは、有限井戸における障壁ポテンシャルの揺らぎに反映されるはずである。本実験では InAlAs 混晶の揺らぎが、最悪でも  $\sim 20 \text{ meV}$  である事を 2KPL 半値幅より実験的に見積もり、量子準位の計算において障壁ポテンシャルの揺らぎ分として取り込んだ。

図 3.11 には、上述の方法に基づき井戸層厚に対する InGaAs, InAlAs の混晶揺らぎを考慮した半値幅の変化を示す。これより、井戸層厚が薄くなるに従い混晶揺らぎの影響が無視できなくなり、例えば  $20 \text{ \AA}$  以下では混晶揺らぎのみを考慮した半値幅の合計が  $10 \text{ meV}$  を越える事が予想され、サイズの小さな凹凸起因した界面揺らぎと同程度の影響を及ぼす事が判る。

#### (不純物の影響)

超格子構造において、特に不純物濃度が高い場合には不純物によるバンドフィリングの影響を考慮する必要がある。本材料系においては、InAlAs 結晶が成長条件によりディープドナーレベルを形成する事が把握されている。D.F.Welch 等[13]は、障壁層中のディープドナーレベルを仮定し、その捕獲エネルギー  $E_T$  が  $\Delta E_c$  よりも小さい場合 ( $E_T < \Delta E_c$ ) には井戸層へ電子輸送現象が生じて、井戸層中の電子濃度を増加させるモデルを提案した (図 3.12 参照)。この場合、定性的には PL 半値幅の増加、あるいはエキシトン消滅[14] (外因性の電子濃度の増加により本来の電子・正孔間の束縛状態が影響を受ける) 等が考えられる。

ここで、バンドフィリングによる面キャリア密度を  $n_s$  とすると PL 半値幅の井戸幅  $L_z$  依存性は次式で示される[13]。 $m_e^*$  は電子の有効質量、 $E_c$  は電子の第 1 量子準位エネルギー値である。

$$\Delta E = \frac{n_s \pi^2 \hbar^3}{L_z m_e^* \sqrt{2m_e^* E_c}} \quad (3-5)$$

図 3.11 にはその計算結果を混晶揺らぎの結果と併せて示してある。これより面キャリア密度が  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  以上あると井戸層厚が厚い領域で半値幅増加の決定的要因となる。逆に、超格子井戸層の電子濃度が障壁層 InAlAs のディープドナーに律速されているとすると、PL 半値幅より InAlAs 層中のディープドナー密度が間接的に推測される事になる。



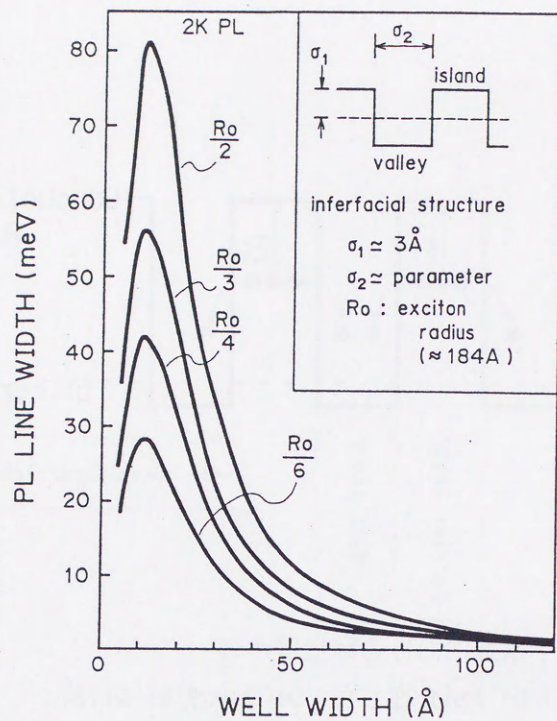


図3-10 InGaAs/InAlAs超格子構造の2KPL半値幅計算値  
(界面ラフネスの影響)

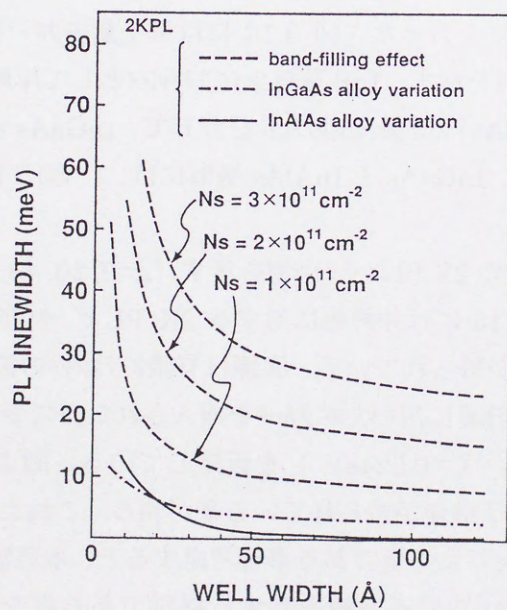


図3-11 InGaAs/InAlAs超格子構造の2KPL半値幅計算値  
(混晶揺らぎおよびバンド・フィリングの影響)



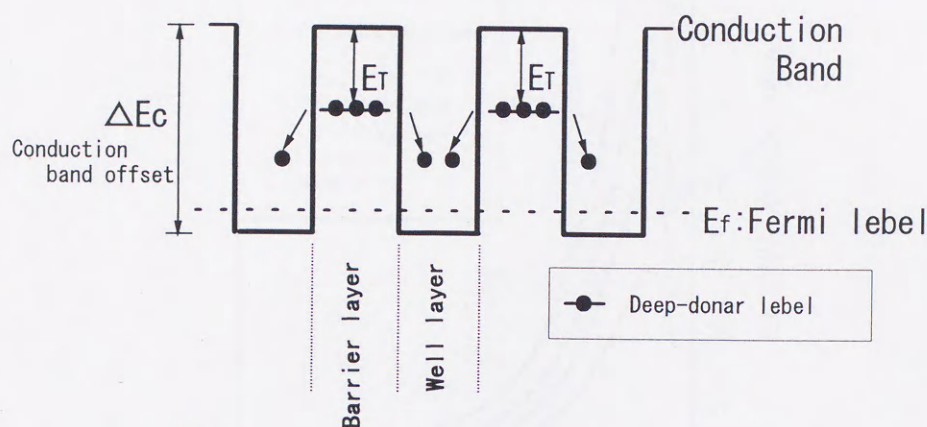


図3-12 超格子構造における障壁層中の  
ディープレベルが介在したバンドフィリングモデル[13]  
( $E_T < \Delta E_c$ の場合)

### 3-2-3-2 InGaAs/InAlAs 超格子構造の2Kフォトルミネッセンス評価

前述した解析評価手段のもとに、MOVPE 法により積層した InAlAs/InGaAs 超格子構造に対し2Kフォトルミネッセンス測定を行った。図3.13には単一量子井戸構造 (single quantum well: SQW) サンプルの構造例を示す。InP 基板上にリファレンスとして厚膜 InGaAs 層 (2000 Å) を成長させ、その上に InAlAs 障壁層 (500 Å) を介して、InGaAs 層を井戸層とする SQW 構造を4層成長させている。InGaAs と InAlAs 層間には、ガス切り替えのために20秒間の成長待機時間を設けている。

図3.14には、SQW サンプルの2K PL スペクトル例を示す。 $L_z=9, 20, 40, 80$  Åに対応した発光ピークが観測されている。図3.15には井戸幅に対する2K PL ピークエネルギーシフト量を示す。 $L_z=9$  Åで最大530 meVのシフト量が得られている。実線は有限ポテンシャルの波動方程式を解くことによって得られる理論値で、計算に用いたパラメータを挿入された表に示すが、バンド不連続として伝導帯側に $\Delta E_c=0.7 \Delta E_g$  ( $=0.524$  eV) を仮定している。図より実験値は理論値と良く一致しており良好な超格子構造が得られている事が判る。これより、 $\Delta E_c$  値が超格子APDの作動化の過程に影響を与える値であることを考慮すると、本実験事実 $\Delta E_c \sim 0.5$  eV程度でかつ伝導帯側に大きなバンド不連続を有する材料であることを傍証しており、超格子APDとしてInAlGaAs系材料選択の正当性を示す実験事実と言える。

図3.16には、2K PL 半値幅の井戸層厚依存性を示す。併せて、前述した界面揺らぎ、混晶揺らぎ、バンドフィリング効果に基づく半値幅増加の理論値を示している。#30, #58, #65 サ



サンプルは成長温度  $650^{\circ}\text{C}$ ・V/III比 100、#106 サンプルでは成長温度  $650^{\circ}\text{C}$ ・V/III比 200 である。

井戸層厚が薄い領域( $L_z < 40 \text{ \AA}$ )での半値幅は、混晶揺らぎと界面の揺らぎに依る。ここで、各サンプルの半値幅は同等である事から、界面ラフネス・混晶揺らぎ等の成長条件依存性は無いと考えられる。混晶揺らぎに依る分を考慮し(例えば  $L_z = 20 \text{ \AA}$  では  $10 \text{ meV}$  と推定)界面の揺らぎサイズを推測すると、1 原子層内の凹凸高さでかつそのサイズはエキシトンサイズ(InGaAs バルク  $\sim 184 \text{ \AA}$ )の  $1/4 \sim 1/6$  程度で有る事が予測される。

井戸層厚が厚い領域( $L_z > 40 \text{ \AA}$ )では、サンプル間で顕著な違いがあり、V/III比 増加により  $L_z = 80 \text{ \AA}$  において半値幅は  $6 \text{ meV}$  と約  $1/3$  まで低減している。これはバンドフリンギ現象の改善、即ち V/III比 増加に伴う InAlAs 層中のディープドナーレベル減少によると考えられる。図 3.17 には、PL 測定より推測される井戸層中の電子濃度を InAlAs 障壁層のディープドナー密度に換算し、C-V 測定から推測される InAlAs バルク層のキャリア密度と比較している。ここで、PL測定で評価できるディープドナーが  $E_T < \Delta E_c$  の活性化エネルギーに限定されている事を考慮すると、両者の対応は良い。

以上の結果より、本 2K PL 評価法が超格子構造の界面制御性およびバルク層の深いレベルを簡易にかつ定量的に評価できる技術である事、かつ本 MOVPE 法により得られた InGaAs/InAlAs 超格子構造が良好な品質を有している事が判った。

図 3.18 には、MQW 構造の室温透過測定と比較を行っている。成長温度は  $650^{\circ}\text{C}$  一定で、V/III比 のみが 100(#31)、200(#113) と相違する。これより V/III比 の増加による InAlAs 品質向上により、明瞭なエキシトンレベルが出現さらに量子準位間遷移に基づくステップも観測されその予測値( $E_{1e-1hh}$ ,  $E_{1e-1lh}$ ,  $E_{2e-hh}$ )との対応も良い。これは、V/III比増加により InAlAs 結晶性が改善、本来の電子・正孔の束縛状態が得られている事による。

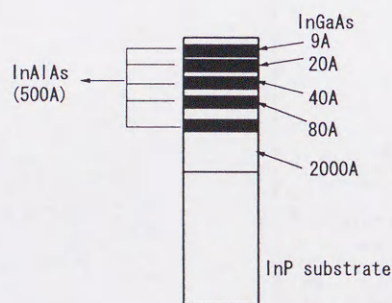


図3-13 2KPL評価のために作製した  
InGaAs/InAlAs単一量子井戸構造  
(Single quantum well)

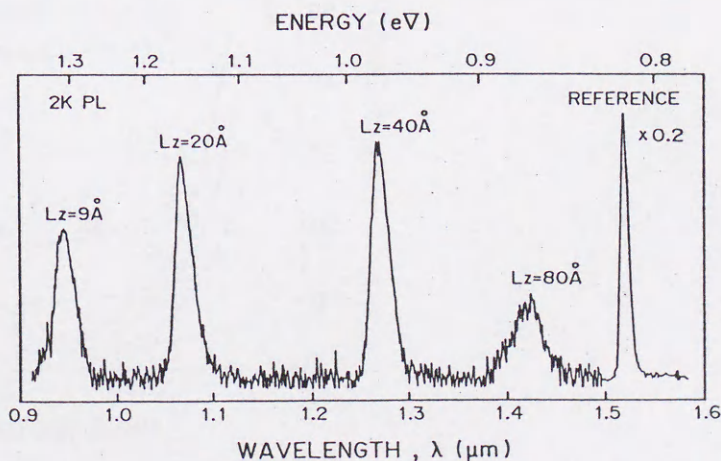


図3-14 MOVPE法InGaAs/InAlAs  
単一量子井戸構造 (SQW) の  
2KPLスペクトル



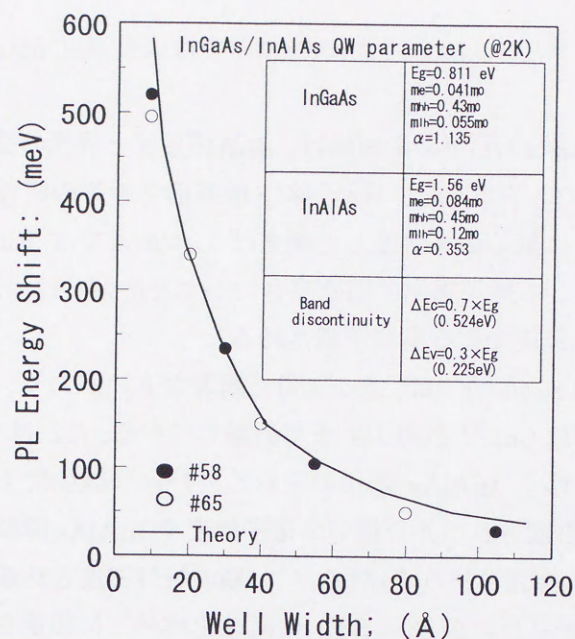


図3-15 MOVPE法 InGaAs/InAlAs 単一量子井戸 (SQW) 構造の2KPL評価  
(井戸層厚 vs ピークシフトエネルギー)  
(挿入された表は、計算に適用した InGaAs/InAlAs QW の物性パラメータ)

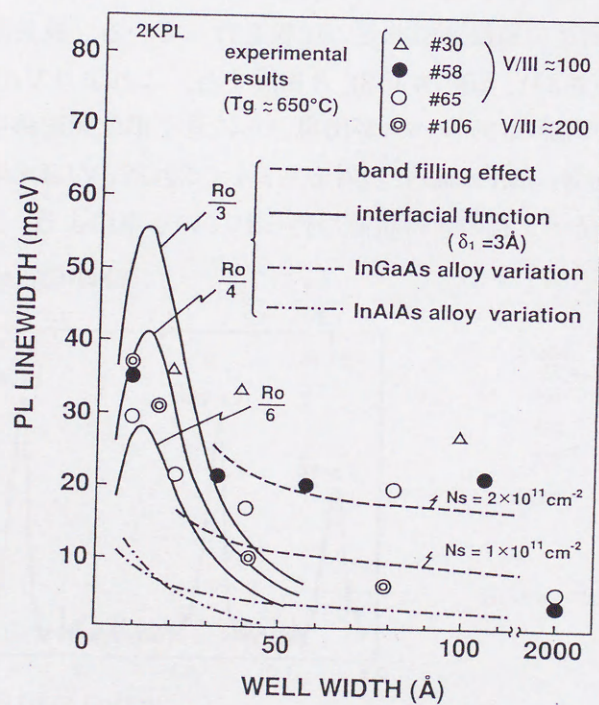


図3-16 MOVPE法 InGaAs/InAlAs 単一量子井戸 (SQW) 構造の2KPL評価  
(井戸層厚 vs スペクトル半値幅)



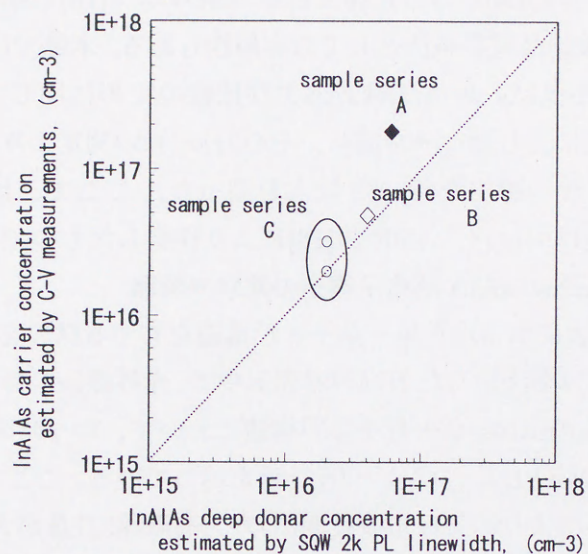


図3-17 InGaAs/InAlAs SQW構造の2k PL評価によるInAlAs層中ディープドナー濃度の導出  
(横軸：2K PL評価法による値、縦軸：C-V法による値)

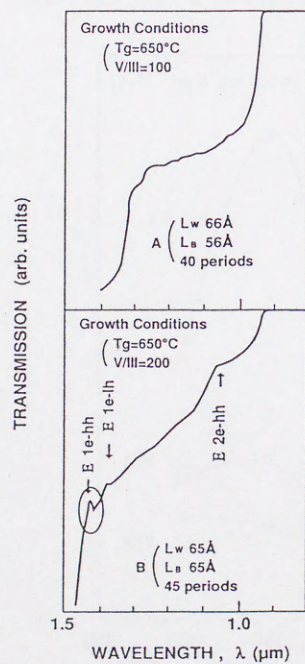


図3-18 InGaAs/InAlAs多重量子井戸構造 (MQW) 透過スペクトルの成長条件依存性

( $E_{1e-1hh}$  : 第1電子-第1 (重) 正孔準位間遷移、 $E_{1e-1lh}$  : 第1電子-第1 (軽) 正孔準位間遷移、 $E_{2e-2hh}$  : 第2電子-第2 (重) 正孔準位間遷移)



### 3-2-4 InGaAs/InAlAs 超格子構造の熱変成

超格子構造に熱アニールを施す事は、超格子デバイスのプロセス許容度を見積るという観点より重要である。また、結晶中の欠陥を介した相互拡散現象メカニズム[15]も提唱されており、この点より超格子構造の間接的品質評価法としての有用性もある。本節では、超格子 APD の基本材料である InGaAs/InAlAs 超格子構造および比較のために同じく長波長材料である InGaAs/InP 超格子構造に対し熱アニールを施し、そのフォトルミネセンス測定より界面品質予測を行うと共に、熱相互拡散定数の導出を行い定量化を図った。ここで、比較のために用いた InGaAs/InP 超格子構造はハイドライド VPE 法[16]により作製したものである。

#### 3-2-4-1 InGaAs/InAlAs 超格子構造の熱アニール実験

熱アニール実験は、図 3-13 に示された単一量子井戸構造を有する試料を作製、熱劣化防止用の  $\text{AsH}_3$  あるいは  $\text{PH}_3$  ガスを添加した  $\text{H}_2$  ガス雰囲気中で、赤外線ランプ等の加熱により行った。

図 3.19 には、InGaAs/InAlAs 単一量子井戸構造において、アニール時間 15 分一定で、アニール温度を変化させた時の 77K PL ピークエネルギーのシフト量を示している。ここで、サンプルの成長温度は、 $650^\circ\text{C}$  である。アニールによりピークは短波長側にシフト、高温程シフト量が大きい。このピークシフトは as grown で矩形形状を有する量子井戸が熱処理により変形した事と対応する。ここで、井戸層厚  $L_z$  が薄い程、量子準位に与える変化も大きいのでピークエネルギーシフト量も大きくなっている。また、 $800^\circ\text{C}$  においてシフト量が逆に低減するのは、相互拡散現象が進行し、矩形井戸の形状を有さない程に大きく熱変成したためと考えられる。

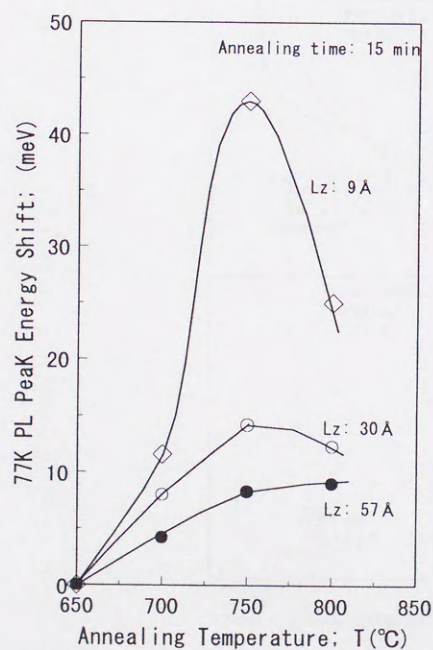


図3-19 InGaAs/InAlAs超格子構造の熱アニール評価  
(アニール温度 vs PLピークエネルギーシフト量 (@ 77K))



図 3.20 には、アニールによる PL (2K あるいは 77K) 強度の変化 (対 as-grown サンプル) を、井戸層厚に対示している。ここで、InGaAs/InAlAs 超格子構造は 700°C および 750°C ~ 15 分間熱アニールを施したサンプル、InGaAs/InP 超格子構造は 700°C 30 分間熱アニールを施したサンプルである。これより、InGaAs/InP 超格子構造が熱アニールにより PL 強度が増大、特に薄膜井戸層程その傾向が顕著である。Lz ~ 25 Å では数十倍程度改善されている。この原因としては、井戸幅が狭い場合にその改善が顕著な事により、界面近傍に存在する欠陥が熱アニールにより改善され、発光強度増大に寄与していると考えられる。これと比較し、InGaAs/InAlAs 超格子構造では、熱アニールによる PL 強度の増加は無く、むしろ界面での欠陥を介した問題は少ないと考えられる。本結果は、超格子材料の界面安定性を示唆していると考えられる。即ち、As/P 界面を有する InGaAs/InP 構造では V 族ガス切り替えによる界面劣化が生じ易いが、単一 V 族元素 As で界面が形成される InGaAs/InAlAs 超格子構造は、ガス切り替えが III 族原料にのみに限定されるため、安定界面が得られやすいと考えられる。

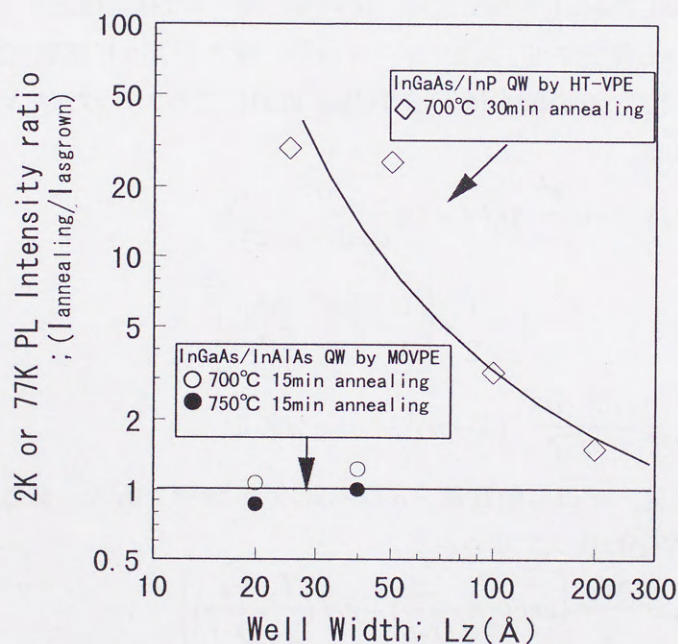


図3-20 InGaAs/InAlAs、InGaAs/InP超格子構造の熱アニール評価  
(井戸層厚 vs PL強度変化)



### 3-2-4-2 InGaAs/InAlAs 超格子構造の熱拡散定数の導出

熱相互拡散を定量的に比較するために、熱相互拡散定数の導出を行なった。導出は、拡散によって生じる井戸構造の変形の程度により、2つの方法を適用した。

#### (a) 熱拡散の小さい場合

熱拡散が小さい場合は、井戸層の矩形形状が保存されていると考え、実効的な井戸層厚の変化のみに影響が現れるとした。即ち、77KPL 法によりアニールによるピークエネルギーシフト量を観測、これを有限質量波動近似方程式に適用し実効的井戸層厚の変化量を見積もり、拡散定数を導出した。ここで、井戸層厚  $L_z$  の熱アニールによる変化量  $L_D$  は、拡散定数  $D$  およびアニール時間  $t$  と関連づけて、次式で示される。

$$L_z = L_z - 2 \cdot L_D$$

$$\text{但し } L_D = \sqrt{D \cdot t} \quad (3-6)$$

#### (b) 熱拡散の大きい場合

熱拡散が大きい場合には、井戸の底が完全に持ち上がり、矩形形状で近似する事は不可能である。これに対しては、modified-Poschl-Teller 近似を適用した手法[17]が有効である。即ち、77KPL 法によりアニールによるピークエネルギーシフト量を観測、実験的に得られた量子準位エネルギーより modified-Poschl-Teller 近似に従い井戸層プロファイルを確認する。次に、拡散定数  $D$  での拡散プロファイルと整合させ、両者のプロファイルが一致するように拡散定数  $D$  を収束させる手法である。ここで、modified-Poschl-Teller 近似による、プロファイル  $V(z)$  および量子準位  $E_n$  は次式で示される。

$$V(z) = -\left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)\lambda(\lambda-1)\left(\frac{\alpha^2}{\cosh^2(\alpha \cdot z)}\right)$$

$$\lambda = \frac{1}{2} + \left[ \frac{1}{4} + \frac{2m^* \cdot \Delta E_c}{\hbar^2 \cdot \alpha^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$E_n = -\frac{\hbar^2 \cdot \alpha^2}{2m^*} \cdot (\lambda - n)^2, \quad n \leq \lambda \quad (3-7)$$

$\Delta E_c$  は伝導帯不連続量、 $m^*$  は有効質量、 $\alpha$  はフィッティングパラメータである。また、拡散定数  $D$  における拡散プロファイル  $V(z)$  は次式で示される。

$$V(z) = \frac{\Delta E_c}{2} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{L_b - z'}{2\sqrt{D \cdot t}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{L_b + z'}{2\sqrt{D \cdot t}}\right) \right\} \quad (3-8)$$

$L_z$ : 井戸層厚、 $L_b$ : 障壁層厚 とすると

$$2L_b = L_b, \quad z' = z + (L_z + L_b)/2 \quad (z=0 \text{ が量井戸の中央})$$

ここで、両者のプロファイル  $V(z)$  が整合する様に、拡散定数を決定した。

以上の方法により確定した熱相互拡散定数を図 3.21 に示す。ここで、InGaAs/InAlAs 系に対してはアニール変化量が少なく手法(a)に従い、InGaAs/InP 系に対してはアニール変化量が大きく手法(b)を適用した。これより、InGaAs/InAlAs 超格子構造では、井戸層厚  $57 \text{ \AA}$ ・アニール時間 15 分に対し、 $700^\circ \text{C}$  で  $D=6.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2/\text{s}$ 、 $750^\circ \text{C}$  で  $D=2.3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{s}$  の熱



相互拡散定数が見積もられた。また、InGaAs/InP 超格子構造においては、井戸層厚  $25\text{\AA}$ ・アニール時間 2 時間に対し、 $700\text{ }^{\circ}\text{C}$  で  $D=2.5\times 10^{-19}\text{cm}^2/\text{s}$ 、 $750\text{ }^{\circ}\text{C}$  で  $D=1.5\times 10^{-18}\text{cm}^2/\text{s}$  である。両者を比較すると、InGaAs/InAlAs 超格子構造では 10 倍程度拡散定数が小さく、PL 強度依存性の実験と同様に、単一 V 族 (As) による界面に起因し、超格子界面品質が安定している事を示唆する。また図中には、K.S.Seo 等[18]による MBE 法による InGaAs/InAlAs 系および井手等[19]による AlGaAs/GaAs 系の値を示している。K.S.Seo 等の熱相互拡散定数は本実験に比較し 3 桁程度大きく、これは界面欠陥が拡散を助長しているためと予測している。以上より、本 MOVPE 法で最適化された InGaAs/InAlAs 超格子構造は、良好な界面を有していると判断される。

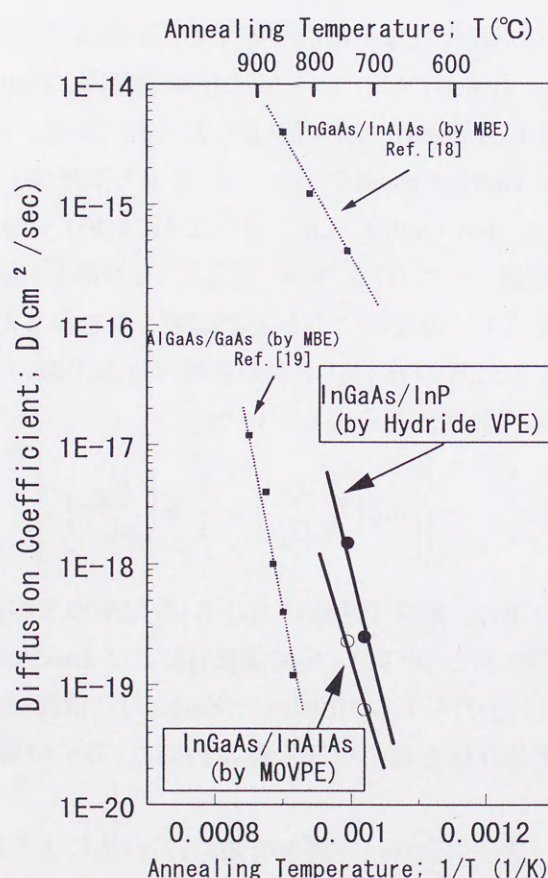


図3-21 InGaAs/InAlAs超格子構造における熱相互拡散定数の導出

InGaAs/InP超格子構造の値は本実験による

MBE法 InGaAs/InAlAs超格子構造 : K. S. Seo等[18]

MBE法 AlGaAs/GaAs超格子構造 : 井手等[19]



### 3-3 超格子構造におけるイオン化率比増大現象の検証

超格子 APD[1]は、超格子構造におけるバンド不連続を利用して、選択的に一方のキャリアの衝突イオン化率を増大させる事により、性能向上（特に利得帯域積幅、雑音特性）が計られる事が期待されている。これは、従来イオン化率比がバルク材料固有の物性定数であったのに対し、超格子構造導入により人工的に制御が可能となる事を意味しており、正に“bandgap engineering” [20]の適用技術である。

本節では、この超格子 APD 実現において基本原理となる、イオン化率値（比）について、まず従来のバルクイオン化率理論を超格子構造に拡大適用し予測を行う。次に、MOVPE 法により作製された InGaAs/InAlAs 超格子構造を有する PIN 型デバイスにおいて、純粋光キャリア注入実験を行いイオン化率値（比）の確定実験を行う。これにより、電子イオン化率の選択的増大を観測し、InGaAs/InAlAs 超格子構造を増倍層とする超格子 APD の正当性を検証した。

#### 3-3-1 超格子構造におけるイオン化率理論検討

ここでは、超格子構造中でのイオン化現象を検討するため、半導体バルクで知られている衝突イオン化率理論の適用を試みた。通常用いられているイオン化率理論は、Boltzmann の輸送方程式を基本とするが、一般には G.A.Baraff の解析が良く知られている。ここで、低電界時には W.Shockley[21]の lucky carrier model（ $\alpha$ 、 $\beta$  は  $E^{-1}$  に比例）を、高電界時には P.A.Wolf[22]の drift and diffusion model（ $\alpha$ 、 $\beta$  は  $E^{-2}$  に比例）があり、G.A.Baraff はこの二つのモデルを統合した形態としてイオン化エネルギー( $E_{ih}$ )、フォノン散乱エネルギー( $E_R$ )およびフォノン散乱に關与する平均自由行程 ( $\lambda$ ) の三項により表記出来る事を示した[23]。

さらに、Y.Okuto 等[24]は Baraff の model が高電界時で近似が悪いことを指摘し、修正式として以下の式（電界  $E$  の関数式）を導出している。

$$\alpha, \beta = \frac{qE}{E_{ih}} \exp \left\{ 0.217 \left( \frac{E_{ih}}{E_R} \right)^{1.14} - \left[ 0.217 \left( \frac{E_{ih}}{E_R} \right)^{1.14} \right]^2 + \left( \frac{E_{ih}}{qE\lambda} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (3-9)$$

ここで、Y.Okuto 等の式を用い、超格子構造におけるイオン化率の予測を行ってみた。手法の概略は、まず超格子層を形成する InGaAs バルク層[25]および InAlAs バルク層[26]のイオン化率実験値を Y.Okuto 等の式にフィッティングしイオン化エネルギー( $E_{ih}$ )、フォノン散乱エネルギー( $E_R$ )を与え、平均自由行程 ( $\lambda$ ) の電界強度依存性を確定する。表 3.1 には、各バルク層のイオン化率実験値および各パラメータを示す。

次に、実際の超格子構造の量子準位エネルギー値を有限ポテンシャル法により推測し、かつ前述の各パラメータ値を適用する事によって、超格子構造でのイオン化率を求める。ここで、超格子井戸層中でのイオン化しきい値エネルギーに関しては、超格子 APD の原理に基づきバンド不連続量  $\Delta E_c$ 、 $\Delta E_v$  を供受すると仮定しかつ第 1 電子・正孔量子準位エネルギー  $E_{1e}$ 、 $E_{1hh}$  を考慮し、次の様に取り組んだ。

$$\begin{aligned} E_{ih} &= E_g \times 1.5 - \Delta E_c + E_{1e} & (\text{井戸層でイオン化する電子}) \\ E_{ih} &= E_g \times 1.5 - \Delta E_v + E_{1hh} & (\text{井戸層でイオン化する正孔}) \end{aligned} \quad (3-10)$$



また、超格子障壁層でのイオン化しきい値エネルギーに関しては、逆にキャリアの走行上 $\Delta E_c$ 、 $\Delta E_v$  を障壁エネルギーとして感じる事を考慮し、次式の様に取り組んだ。

$$\begin{aligned} E_{ith} &= E_g \times 1.5 + \Delta E_c - E_{le} \quad (\text{障壁層でイオン化する電子}) \\ E_{ith} &= E_g \times 1.5 + \Delta E_v - E_{lhh} \quad (\text{障壁層でイオン化する正孔}) \end{aligned} \quad (3-11)$$

これらより、超格子構造における実効的なイオン化率 $\alpha_{SL}$ 、 $\beta_{SL}$ は、Y.Okuto等の表式に基づいた井戸層中でのイオン化率 $\alpha_{well}$ 、 $\beta_{well}$ および障壁層中でのイオン化率 $\alpha_{barrier}$ 、 $\beta_{barrier}$ を用い、かつ井戸層幅 $L_{well}$ 、障壁層幅 $L_{barrier}$ とすると次式[2]で示される。

$$\begin{aligned} \alpha_{SL} &= \frac{L_{well}\alpha_{well} + L_{barrier}\alpha_{barrier}}{L_{well} + L_{barrier}} \\ \beta_{SL} &= \frac{L_{well}\beta_{well} + L_{barrier}\beta_{barrier}}{L_{well} + L_{barrier}} \end{aligned} \quad (3-12)$$

図 3.22 には、例えば本理論に従い予測された、InGaAs/InAlAs 超格子構造 ( $L_{well} \sim 100 \text{ \AA}$ 、 $L_{barrier} \sim 100 \text{ \AA}$ ) での電子イオン化率値 $\alpha$ および正孔イオン化率値 $\beta$ を電界強度の逆数として示す。図中には併せて、バルク InGaAs 層[25]の実験値を示す。これより超格子構造において、電子イオン化率はバルク層に比較し選択的に増大するが、一方正孔イオン化率は変化しない傾向にある。これを反映し、超格子構造でのイオン化率比は電界強度  $250 \sim 400 \text{ kv/cm}$  に対し $\alpha/\beta = 7 \sim 4$ が予測され、バルク InGaAs 層の $\alpha/\beta \sim 2$ に対し改善が期待される。

図 3.23 には、超格子構造において井戸層厚  $L_{well} \sim 100 \text{ \AA}$  一定のもと、障壁層厚との比 ( $L_{well}/L_{barrier}$ ) を変えた場合のイオン化率比 $\alpha/\beta$ 依存性を示す。 $L_{well}/L_{barrier}$ 比が 2 から 0.5 に減少、即ち障壁層厚膜化に応じ $\alpha/\beta$ は 7 から 5 に減少が予測される。これは、障壁層厚膜化により障壁層中でのイオン化が増大し、全体として超格子構造でのイオン化率比を劣化する方向に働くためである。

表3-1 イオン化率計算に用いた物性定数

(InGaAsバルク層[25]、InAlAsバルク層[26])

	In <sub>0.51</sub> Ga <sub>0.49</sub> As	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As
エネルギーギャップ ( $E_g$ )	0.75eV	1.49eV
イオン化しきい値エネルギー ( $E_{ith}$ )	1.125eV	2.235eV
フォノン散乱エネルギー ( $E_R$ )	0.0327eV	0.041eV
イオン化率実験値	$\alpha = 1.42 \times 10^5 \exp(-9.26 \times 10^5/E)$ $\beta = 1.62 \times 10^5 \exp(-1.09 \times 10^6/E)$	$\alpha = 8.6 \times 10^6 \exp(-3.5 \times 10^6/E)$ $\beta = 2.3 \times 10^7 \exp(-4.5 \times 10^6/E)$

(注) イオン化しきい値エネルギーはエネルギーギャップの 1.5 倍とした。



従来のイオン化率理論は、単一バルク物質に対して考察、適用されてきた。即ちある電界が印加された単一バルク層で連続的なポテンシャル変化がある場合には、イオン化率は電界強度によって良く表現できる。しかしながら、超格子構造のようなバンド不連続が存在する場合には、走行キャリアに対してバンド不連続をも含めたエネルギーの授受を考慮する必要がある。本節で提案した手法は、高電界まで精度が高い Y.Okuto 等のバルク実験式を基本とし、 $\Delta E_c$ 、 $\Delta E_v$  のバンド不連続効果をイオン化しきい値エネルギーに取り込み、簡便に予測を行う事の特徴とする。

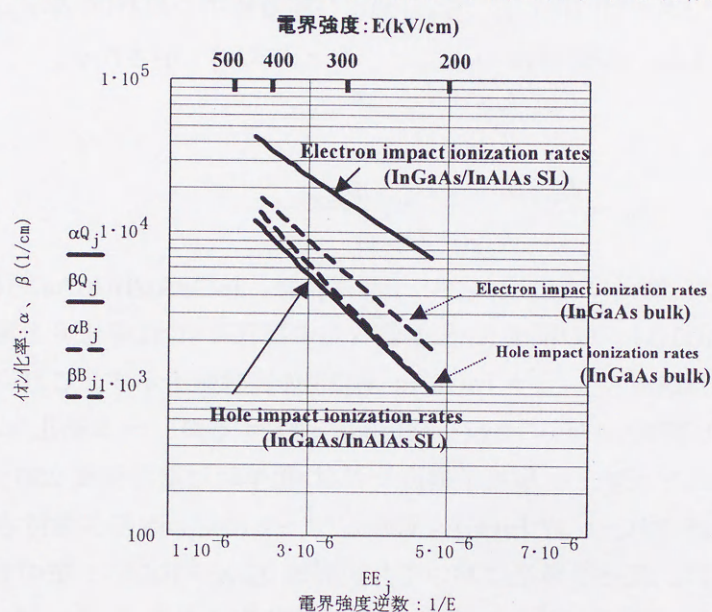


図3-22 InGaAs (100 Å) / InAlAs (100 Å) 超格子構造のイオン化率予測値

直線 : InGaAs/InAlAs 超格子 (SL) 構造、 破線 : InGaAs バルク層 [25]

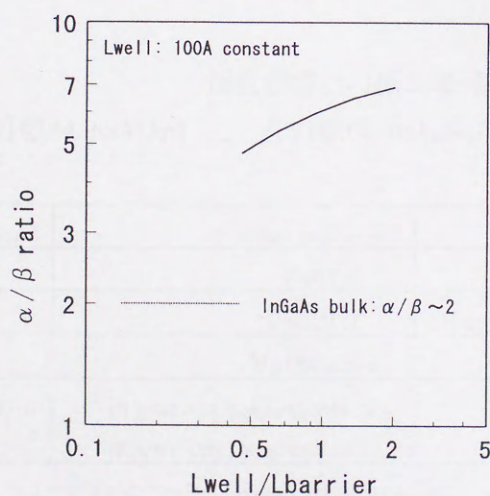


図3-23 イオン化率比  $\alpha/\beta$  の井戸層厚 ( $L_{well}$ ) / 障壁層厚 ( $L_{barrier}$ ) 比依存性



### 3-3-2 InGaAs/InAlAs 超格子構造でのイオン化率検証実験

これまで、超格子構造におけるイオン化率比誇張現象の実験的検証は、AlGaAs 系超格子構造を用いてなされており、例えば F. Capasso 等[2]は GaAs/AlGaAs 超格子構造において  $\alpha/\beta \sim 10$  である事を報告している。しかしながら、長波長材料系では InAlGaAs 系超格子構造が有望でありながら、満足すべき実証例はなかった。InAlAs/InGaAs 超格子構造は、 $\Delta E_c=0.5\text{eV}$ ,  $\Delta E_v=0.2\text{eV}$  で伝導帯側に大きな不連続量を有する系[27]であり、3-3-1 節の理論予測より電子イオン化率の選択的増大により  $\alpha/\beta$  比が増大する事が予測される。本節では、MOVPE 法により InAlAs/InGaAs 超格子構造を有する PIN 型ダイオードを作製し、その増倍特性の観測・解析により、InAlAs/InGaAs 超格子構造のイオン化率比検証実験を行った。

#### 3-3-2-1 イオン化率比検証の実験手法

まずイオン化率比を実験的に確定する手法について述べる。半導体層におけるイオン化率比導出手法としては、①純粋光キャリア（電子・正孔）注入法、②過剰雑音測定法の二つの手段がある。

純粋光キャリア注入法は、以下の測定原理による。図 3.24 には、アバランシェ領域内でのイオン化過程を示す。ここで、アバランシェ領域  $x$  点での微小距離  $dx$  内での正孔の増加は、正孔衝突によるイオン化で発生した正孔数  $(I_h(x)/q) \cdot \beta dx$  と、電子衝突によるイオン化で発生した電子数  $(I_e(x)/q) \cdot \alpha dx$  の和に等しい。

$$d\left(\frac{I_h(x)}{q}\right) = \frac{I_h(x)}{q} \beta dx + \frac{I_e(x)}{q} \alpha dx \quad (3-13)$$

(3-13)式は、次式と等価である。

$$\frac{dI_h(x)}{dx} - (\beta - \alpha)I_h(x) = \alpha I \quad (3-14)$$

本微分方程式の解に、純粋正孔注入条件即ち空乏層端  $x=W$  で  $I=I_h(W)=M_h I_{h0}$  ( $x=0$  で  $I_h(0)=I_{h0}$ )なる境界条件を適用すると、

$$1 - \frac{1}{M_h} = \int_0^W \beta e^{-\int_0^x (\beta - \alpha) dx'} dx \quad (3-15)$$

となる。同様に、純粋電子注入条件に対しては次式で示される。

$$1 - \frac{1}{M_e} = \int_0^W \alpha e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'} dx \quad (3-16)$$

(3-15),(3-16)式より、アバランシェ領域が十分に高純度化された一様電界のもとでは  $\alpha$ 、 $\beta$  は次式で表式される[28]。

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{W} \cdot \frac{(M_e - 1)}{(M_e - M_h)} \cdot \ln\left(\frac{M_e}{M_h}\right) \\ \beta &= \frac{1}{W} \cdot \frac{(M_h - 1)}{(M_h - M_e)} \cdot \ln\left(\frac{M_h}{M_e}\right) \end{aligned} \quad (3-17)$$

これより、アバランシェ領域に電子および正孔の純粋注入を行い、その増倍率  $M_e, M_h$  を測定する事により、電界の関数としてイオン化率  $\alpha$ 、 $\beta$  が特定できる。



過剰雑音測定法は、以下の原理による。即ち、APD においてはイオン化プロセス自体がランダムなショット雑音として振る舞うため、PIN-PD における光キャリア発生に伴うショット雑音に相乗して過剰雑音が発生する。ここで、増倍率  $M=1$  (非増倍、PIN-PD モード) の時にアバランシェ領域を流れる平均電流を  $I$  とすれば、ショット雑音スペクトル密度は次式で示される。

$$i_m^2 = 2 \cdot q \cdot I \cdot \Delta f \cdot M^2 \cdot F \quad (3-18)$$

$F$  は過剰雑音指数と称される値であり、イオン化プロセスによって決定されるファクターで、イオン化率比  $k$  ( $k=\beta/\alpha$ 、 $\alpha$  : 電子イオン化率、 $\beta$  : 正孔イオン化率、電界無依存を仮定) を用いて以下の様に表記される。

$$F = M \left[ 1 + \left( \frac{1-k}{k} \right) \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (\alpha < \beta, \text{正孔注入の時})$$

$$F = M \left[ 1 - (1-k) \left( \frac{M-1}{M} \right)^2 \right] \quad (\alpha > \beta, \text{電子注入の時})$$

(3-19)

実用 APD においては、イオン化率の大小により適切なキャリア注入がなされるので、 $F$  値は増倍値  $M$  を越える事はない。ここでイオン化率比  $k$  は、増倍時の雑音電流を増倍率  $M$  に対し測定、過剰雑音指数を導出する事により、評価が可能である。

過剰雑音指数評価法は素子固有の雑音を評価する手法として優れており、発生キャリアの雑音をスペクトラムアナライザー等を用いて評価するのが一般的である。しかしながら、この方法で得られるのは実効イオン化率比であり、電界に対するイオン化率値  $\alpha$ 、 $\beta$  を確定する事は出来ない。超格子構造でのイオン化過程をより現象的にとらえるため、本実験では純粋光キャリア注入法による評価を行った。

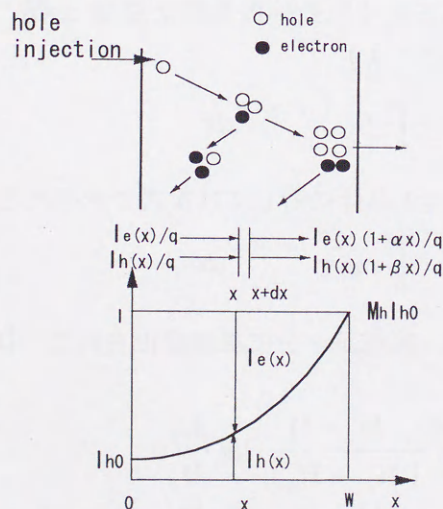


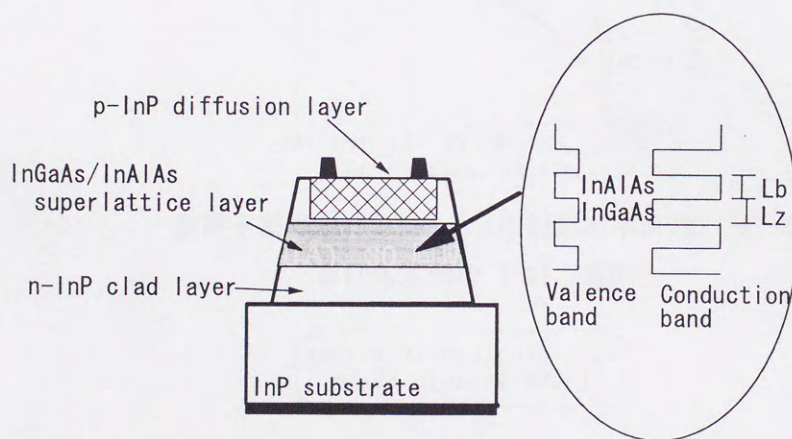
図3-24 アバランシェ領域内でのイオン化過程模式図  
(純粋正孔注入に対し)



### 3-3-2-2 純粋光キャリア注入法による InGaAs/InAlAs 超格子構造の イオン化率評価実験

イオン化率比検証のために作製した InGaAs/InAlAs 超格子構造 PIN 型ダイオードを図 3.25 に示す。(100)-InP 基板上に有機金属気相成長法 (MOVPE 法) により  $n^+$ -InP(あるいは  $n^+$ -InAlAs)バッファ層、InGaAs/InAlAs 超格子層、 $n^+$ -InP キャップ層を積層、 $p^+$ 受光領域は Zn 選択拡散により形成、受光直径  $80\mu\text{m}\Phi$  である。ここで、超格子層を形成する InGaAs/InAlAs 超格子層は、結晶成長条件および成長原料の高純度化により、バックグラウンド濃度は  $n < 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  まで低濃度化され、ほぼ一様電界が印加される。

本実験のために、超格子構造の相違する二種類のサンプルを作製した。タイプ A ダイオードは InGaAs(72Å)/InAlAs(68Å)、45 周期の薄い障壁層を特徴とする短周期構造、タイプ B ダイオードは InGaAs(100Å)/InAlAs(500Å)、30 周期の厚い障壁層を特徴とする長周期構造である。図 3.26 には 2 タイプの暗電流特性を示しており、ブレークダウン時の電界強度は A 素子～500kV/cm、B 素子～450kV/cm である。薄い障壁層を有するタイプ A ダイオードにおいては、順電圧方向の電流特性において超格子構造の量子化準位に起因した負性抵抗を伴う多重共鳴トンネル現象が観測されており、超格子の界面品質は良好である。



	InGaAs/InAlAs	periods
type A	72 Å/68 Å	45
type B	100 Å/500 Å	30

図3-25 イオン化率比検証実験のために作製した  
InGaAs/InAlAs超格子構造を有するPIN型ダイオード  
(タイプ A およびタイプ B ダイオード)



イオン化率比実験は、超格子増倍層に対し電子・正孔の純粋光キャリアを注入する手法で行った。図 3.27 には、実験手法を示す。純粋電子注入は  $P^+-InP$  キャップ層に He-Ne 光（波長  $0.6328 \mu m$ ）を照射、 $InP$  キャップ層で発生した電子のみが超格子増倍域に注入される事により得られる。純粋正孔注入は、He-Ne 光をエッチングによって露出された  $n^+-InP$  バッファ層に照射する事により得られる。ここで、初期光電流値は、電子、正孔注入条件で同じレベルになる様に設定してある。これは、光キャリアによって発生する内部電界の影響を押さえるためである。図 3.28 には、電子注入 ( $M_e$ )、正孔注入 ( $M_h$ ) の増倍特性を示す。電流信号は、光学チョッパーにおいて  $200Hz$  変調信号光を発生させ、ロックインアンプにて検出した。A,B いずれの素子においても、電圧に対し  $M_e$  の比較的急激な増加および  $M_h$  の緩慢な増加が特徴的である。 $M_e$  の最大増倍率は、A 素子で 8 倍、B 素子で 20 倍に達する。電子注入時の増倍率が選択的に増加する事は、現象的には  $InAlAs/InGaAs$  超格子構造内で選択的に電子イオン化が生じている事を示唆する。

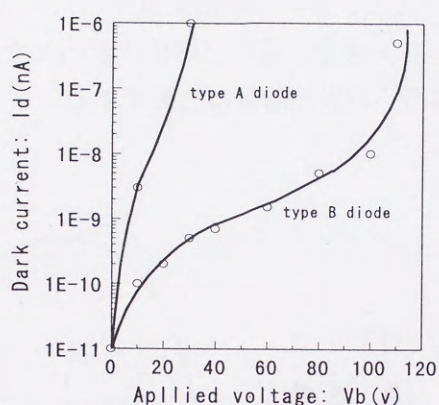


図3-26 イオン化率比検証用  $InGaAs/InAlAs$  超格子構造  
PIN型ダイオードの暗電流特性

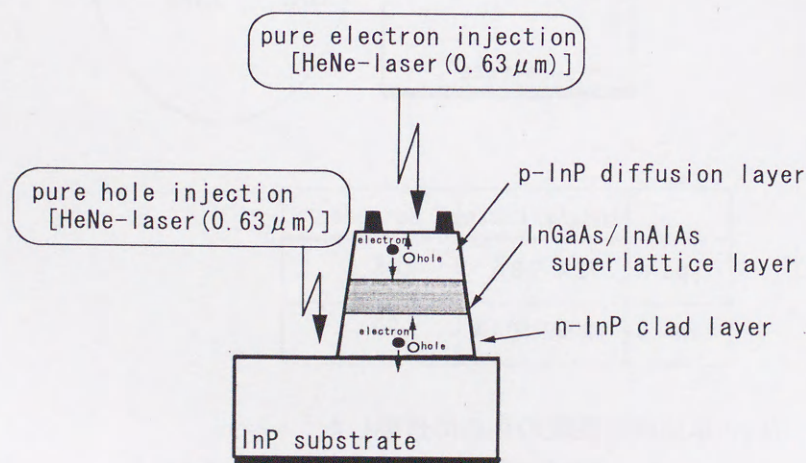


図3-27 純粋光キャリア注入法によるイオン化率比検証実験



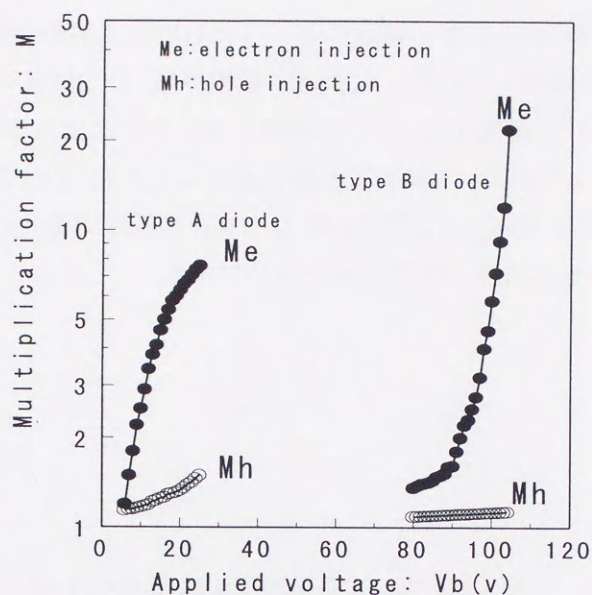


図3-28 InGaAs/InAlAs超格子構造における  
純粋電子、正孔注入下での増倍特性  
(印加電圧—増倍率)

次に 3-17 式を適用する事により、超格子構造中での電子イオン化率 ( $\alpha$ )、正孔イオン化率 ( $\beta$ ) の電界依存性を確定する。図 3.29 には、本手法により得られたダイオード A 素子の  $\alpha, \beta$  の電界強度の逆数依存性を示す。図中には InGaAs[25]および InAlAs[26]バルク材料の  $\alpha, \beta$  値を併せて示しているが、InGaAs/InAlAs 超格子構造において電子イオン化率の選択的増加が特徴的に観測される。電界強度 300KV/cm におけるイオン化率値は  $\alpha \sim 1.9 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ 、 $\beta \sim 1.5 \times 10^3 \text{cm}^{-1}$  で、イオン化率比は  $\alpha/\beta \sim 12$  であり、InGaAs バルク材料の  $\alpha/\beta \sim 2$  に比較し大きく改善されている。ここで、本実験構造を 3-3-1 節に述べたイオン化率理論に適用すると、電界強度 300KV/cm での予測イオン化率値は  $\alpha \sim 1.64 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ 、 $\beta \sim 3.77 \times 10^3 \text{cm}^{-1}$ 、イオン化率比は  $\alpha/\beta \sim 4.3$  である。実験的に導出されたイオン化率比が大きいのは、主に正孔イオン化率値の抑圧によるものである。即ち、実素子においてはキャリアが井戸層から障壁層に走行する時に、バンド不連続を障壁ポテンシャルとして感じエネルギーを損失する。特に有効質量の大きい正孔においては顕著であり、その結果純粋正孔注入時の増倍特性が抑圧される事になる。このために、実験においてはイオン化率比  $\alpha/\beta$  が実効的に大きく評価される。厚い井戸層構造であるタイプ B ダイオードでは、量子準位化エネルギーが僅かで価電子帯不連続エネルギーが実効的に大きい事かつ実効バンドギャップエネルギーが小さいので印加電界強度が低い。このため、正孔注入時の顕著な増倍特性抑圧に起因し、実効的イオン化率比は 50 以上でありタイプ A ダイオードより大きい。

以上の実験より、InAlAs/InGaAs 超格子構造中で電子のイオン化率増大が観測、大きな伝導帯バンド不連続を介した超格子 APD の原理を検証した。J. Allarm 等[29]、Y.J.Yu 等[30]



は、同じく InAlAs/InGaAs 超格子構造において光キャリア注入実験を行い、本結果と相違した正孔のイオン化率増大を観測している。これは、低電界域 ( $\sim 200 \text{KV/cm}$ ) において井戸層中に蓄積された正孔キャリアの価電子帯バンド不連続を介した叩き出し現象であり、ダイオードの過剰暗電流が原因と考えられる。本論文で実験に適用したダイオードは、低電界域での暗電流レベルは  $\sim 1 \text{nA}$  以下で、従来報告[29][30]に比較し 1/100 の低暗電流化が達成されており、電子の band-to-band イオン化が明瞭に観測されたものである。

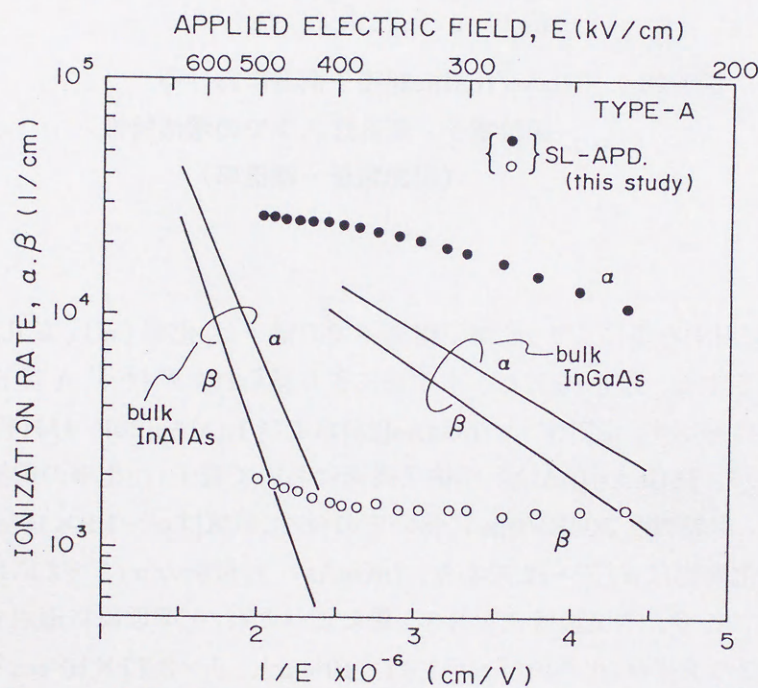


図3-29 InGaAs/InAlAs超格子構造におけるイオン化率値の電界強度依存性  
(タイプAダイオード)  
InGaAsの値[25]、InAlAsの値[26]



### 3-4 光吸収層/増倍層分離型 (SAM 型) InGaAs/InAlAs 超格子 APD の試作

InGaAs/InAlAs 超格子 APD の基本性能実証のため、光吸収層/増倍層分離構造 (Separated absorption and multiplication structure: SAM 構造) [31][32]を有する素子を試作した。本構造では、InGaAs 光吸収層での効果的な光電変換と、光励起キャリアのうち電子のみを超格子増倍層へ注入が可能である。本節では素子の試作および特性評価を行い MOVPE 法による製作上の問題点を抽出する。

#### 3-4-1 SAM 型 InGaAs/InAlAs 超格子 APD の構造

##### および MOVPE 法による作製方法

図 3.30 には、光吸収層/増倍層分離構造を有する InGaAs/InAlAs 超格子 APD の基本素子構造図およびその電界分布を示す。基本的には、光吸収層 p-InGaAs で光キャリアを発生、超格子増倍層に電子のみを注入・イオン化を生じさせる事にある。p<sup>+</sup>-InP 層は電界緩和層としての役割を担うために挿入されており、超格子増倍層にはアバランシェ増倍に至る高電界強度 (>300kV/cm) を、InGaAs 光吸収層にはトンネル電流抑圧のために低電界強度 (<150kV/cm) を保証する事を目的としている。ここで、InP 電界緩和層には高電界領域が存在するため、イオン化が生じる可能性がある。超格子増倍域での高イオン化率比を出来るだけ素子特性に反映させるためには、InP 電界緩和層は薄膜高 p 濃度化が要求される。また、InGaAs 光吸収層にはトンネル電流抑圧および空乏化のために低濃度 p 型制御 ( $p \sim 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) が、超格子増倍層には均一高電界印加のために極度高純度化が要求される。それゆえ、本素子実証のためには急峻な p ドーピングプロファイル実現が不可欠である。

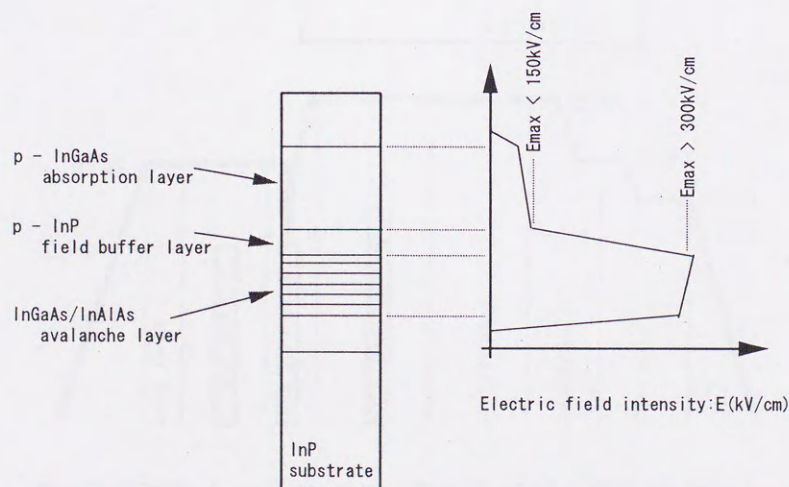


図3-30 光吸収層/増倍層分離型 (SAM型) InGaAs/InAlAs超格子APDの構造図

SAM型 (Separated absorption and multiplication structure)



試作した素子は、超格子増倍層 InAlAs(40nm)/InGaAs(20nm) 16 周期、p<sup>+</sup>-InP 電界緩和層 (50nm, p $\sim 6 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ )、p<sup>-</sup>-InGaAs 光吸収層 (1.5  $\mu\text{m}$ , p $\sim 8 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) の基本構造を MOVPE 法にて積層、ウェットエッチングにより所構造形成、SiN<sub>x</sub> パッシベーションおよび電極形成工程を経て素子化されている。受光径は円形状で律則され、80  $\mu\text{m} \Phi$  である。

図 3.31 には、本素子作製のための MOVPE 法成長工程を示す。超格子増倍層では InAlAs 層高純度化条件である 700°C 高温成長、InP 電界緩和層以降は MOVPE 法での p 型ドーパントである Zn の自己拡散を極力抑圧するために 650°C まで降温、積層している。さらに、InP 電界緩和層に隣接して Zn 自己拡散の影響を少なくするために、スペーサ InP 層 (<1000 Å) を挿入している。また p<sup>-</sup>-InGaAs 光吸収層形成に関しては、MOVPE 法 InGaAs 層ではアンドープ n 型 ( $\sim 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) であるため、特に p 型原料 DEZn の低濃度制御が要求される。通常の MOVPE 法のように層中にドーピングする技術では、DEZn の蒸気圧および流量制御の観点より p $\sim 1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  が限界であった。このため、パルスドーピング法による p 低濃度制御法を適用した。具体的には、InGaAs 成長中に一定周期ごとに DEZn をパルスドーピング、Zn の自己拡散を利用して層中での Zn 濃度一様かつ積分ドーパ量を減じるものである。本手法により InGaAs 光吸収層は、p $\sim 8 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  が達成された。

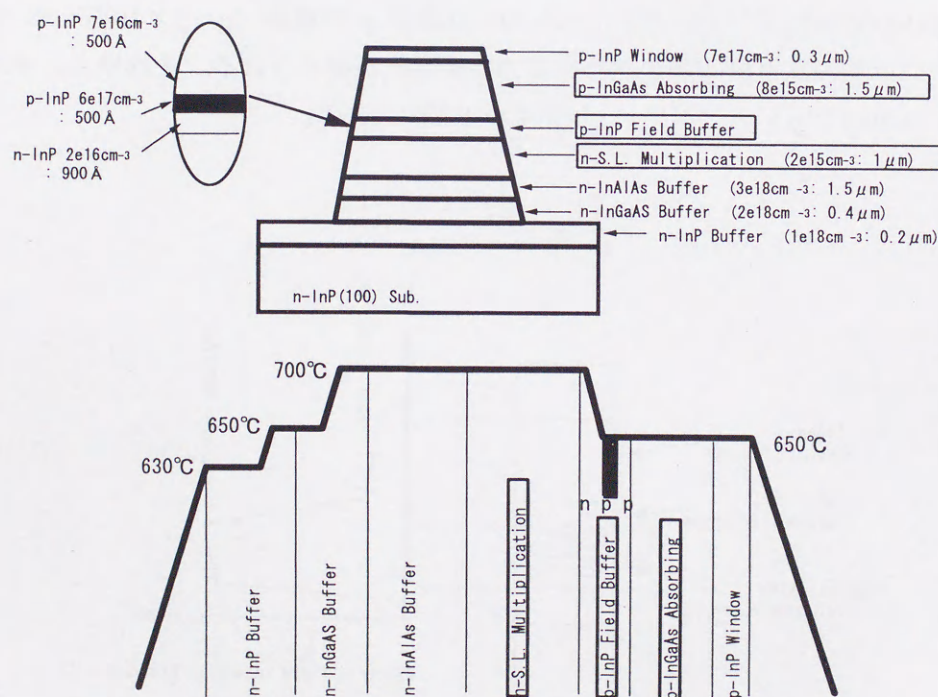


図3-31 光吸収層/増倍層分離型 (SAM型) InGaAs/InAlAs超格子APDの MOVPE法による成長工程図



### 3-4-2 SAM 型 InGaAs/InAlAs 超格子 APD の素子特性

図 3.32 には、SAM 型超格子 APD の暗電流特性および波長  $1.54\mu\text{m}$  光での増倍特性を示す。素子ブレイクダウン電圧 $\sim 105\text{V}$ 、量子効率  $\eta\sim 50\%$ 、最大増倍率 30 倍以上が得られている。暗電流は、増倍率  $M\sim 10$  倍で  $10\mu\text{A}$  である。図 3.32 の挿入図として  $M\sim 10$  倍での面内受光感度分布を示しているが、 $\pi$  側壁への電界集中による局所ブレイクダウンも無く、均一増倍が達成されている。図 3.33 には、高周波特性を示す。評価は、 $20\text{GHz}$  まで測定が可能なヘテロダイン法で測定された。最大帯域は CR 定数で決定され、 $f_c\sim 6\text{GHz}$  である。利得帯域積 (Gain-bandwidth product: GB 積) は、厚膜増倍層 ( $0.96\mu\text{m}$ ) を反映し増倍立ち上がり時間が増大、 $\sim 20\text{GHz}$  程度である。

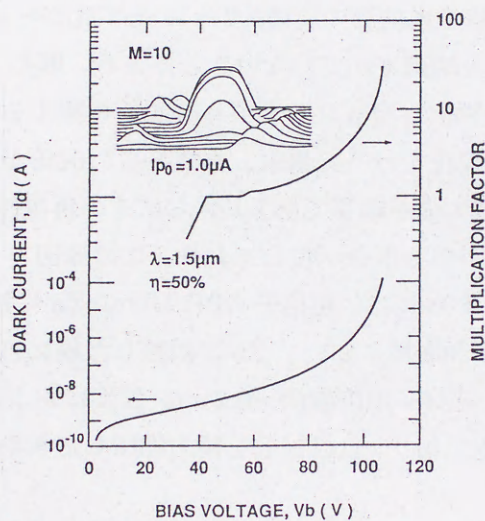


図3-32 光吸収層/増倍層分離型 (SAM型) InGaAs/InAlAs超格子APDの増倍特性 (挿入図:  $M=10$ 倍での受光面内感度分布)

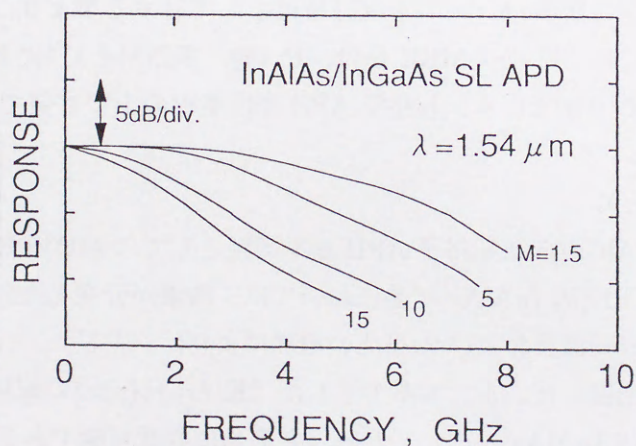


図3-33 光吸収層/増倍層分離型 (SAM型) InGaAs/InAlAs超格子APDの高周波特性



### 3-4-3 SAM 型 InGaAs/InAlAs 超格子 APD の課題抽出

以上、InP 電界緩和層を特徴とする光吸収層/増倍層分離型構造適用に依り InGaAs/InAlAs 超格子 APD 素子において、高量子効率および高増倍率等の実用上の基本特性実証がなされた。しかしながら、本試作において以下の2つの問題点が明らかとなった。

①Gb/s 帯領域でも受信感度劣化を引き起こす $\sim \mu\text{A}$ オーダーの過剰暗電流の存在

②Gb/s 帯適用が不十分な帯域劣化

①に関しては、超格子増倍層の構造依存性が支配的である。本素子では超格子増倍層がナローギャップ材料で形成されている事により、高電界印加時にトンネル電流が発生し易いと考えられる。改善策としては、超格子増倍層の実効的ワイドギャップ化がキーポイントである。②に関しては、素子内の電界分布が十分制御されていないことによる。即ち、APD において高速化を得るためには、増倍層を薄膜化し増倍立ち上がり時間を短縮する事が要求される。しかしながら、本素子において薄膜化を行った場合、帯域特性の改善が追従せず（超格子増倍層  $0.5\mu\text{m}$  以下において GB 積劣化が顕著である）さらにその再現性にも問題があった。これは素子内の電界分布に問題がある事を示唆しており、この原因としては p ドーピング制御の不十分さが考えられる。図 3.34 には、超格子 APD ウェハの Zn に注目した SIMS プロファイルを示す。これより、p 型 InP 緩和層域において Zn が隣接した層に自己拡散している傾向が窺え、光吸収層側 $\sim 0.5\mu\text{m}$ 、超格子増倍層側 $\sim 0.2\mu\text{m}$  程度におよぶ。MOVPE 法における Zn の自己拡散は本質的問題であり、自己拡散を極力抑圧した画期的なドーピング技術が必要である。

MOVPE 法においては、他に p 型ドーパント材料として自己拡散の小さな Mg, Be, Cd が適用可能であるが、ドーピング種の反応系汚染（メリー効果）の問題もあり困難と考えられる。これに対し、分子線エピタキシー法（Molecular beam epitaxy 法）は、本質的に低温成長である事に加え自己拡散の小さな Be ドーパントを既存技術として有する事より、p 型ドーパント拡散問題に対し有用である。特にガスソース MBE 法は、P（磷）系原料をガスによって供給する事により InP 系材料が成長可能であり、超格子 APD 高性能化の上で有望である。

### 3-5 本章のまとめ

本章では、まず InAlGaAs 系超格子 APD 基本実証としての MOVPE 法成長技術構築について述べた。MOVPE 法 InAlAs 結晶においては、酸素が介在したディープドナーレベルによる結晶劣化を同定、成長温度および V/III 比の増加によりディープドナーレベルが低減し結晶品質が改善される傾向を把握した。また本章で示した 2K フォトリソリソグの超格子構造評価法は、超格子界面品質および InAlAs 中のディープレベルを簡易に判断可能である。MOVPE 法によって得られた InGaAs/InAlAs 超格子構造は、成長界面切り替えの最適化および InAlAs による結晶品質改善により良好な品質を有していた。

また本章では、InGaAs/InAlAs 超格子構造の効率化率の理論予測を行った。手法は、バル



衝突イオン化理論を超格子構造に拡大適用し、バンド不連続量をイオン化のしきい値エネルギーに反映させる事により行った。さらに、実験検証を行うために、InGaAs/InAlAs 超格子構造を有する PIN 型デバイスを作製、純粋光キャリア注入法によるイオン化率評価実験を行った。これより、InGaAs/InAlAs 超格子構造において電子イオン化率増大現象を初めて観測、最大イオン化率比 $\sim 15$ を得た。

さらに本章では、実用構造である、光吸収層と増倍層を分離した SAM 型超格子 APD の試作を行った。InP 電界緩和層を挿入した独自の構造により、最大増倍率 30 倍以上の実用増倍特性を実現した。しかしながら、受信感度劣化を引き起こすレベルの過剰暗電流の発生、および MOVPE 法特有の p 型 Zn ドープメントの自己拡散問題による応答劣化の問題点が明らかになった。

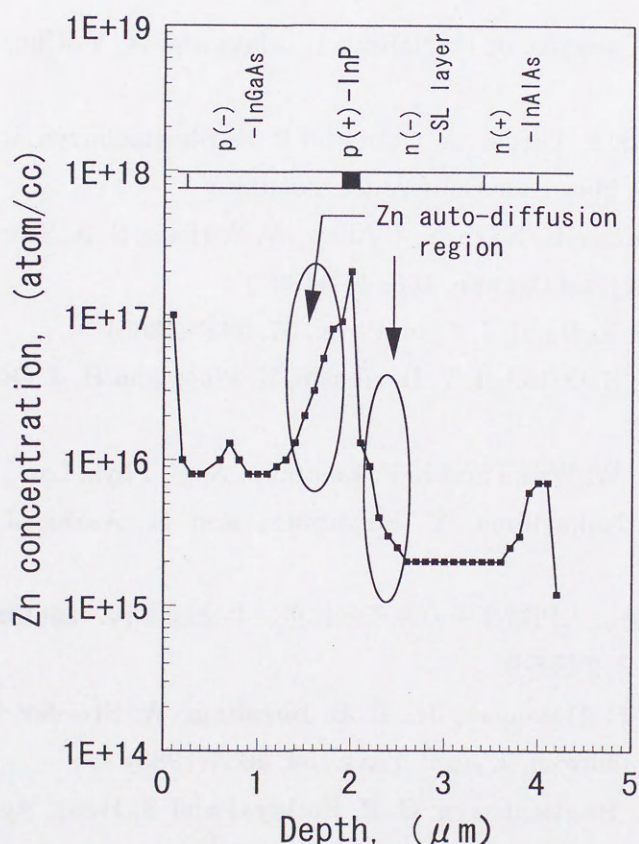


図3-34 光吸収層/増倍層分離型 (SAM型)

InGaAs/InAlAs超格子APDウェハ中のZnドープメント種の分布  
(SIMS測定)



(参考文献)

- 1) R. Chin, N. Holonyak, Jr. G. E. Stillman, J. Y. Tang and K. Hess, Electron. Lett., 16, 467(1980)
- 2) F. Capasso, W. T. Tsang, A. L. Hutchinson and G. F. Williams, Appl. Phys. Lett., 40, 38(1982)
- 3) K. Brennan, IEEE. Trans. Electron. Devices, ED-33, 1502(1986)
- 4) M. J. Ludowise, J. Appl. Phys., 58, R31(1985)
- 5) L. Aina, M. Mattingly, A. Fathimullah, E. A. Martin, T. Loughran and L. Stecker, J. Crystal Growth, 93, 911(1988)
- 6) H. Kamei, H. Hashizumi, M. Murata, N. Kuwata, K. Ono and K. Yoshida, J. Crystal Growth, 93, 329(1988)
- 7) K. Nakashima, S. Nojima, Y. Kawamura and H. Asahi, Phys. Stat. Sol., (a)103, 511(1987)
- 8) M. Stavola, F. Capasso, J. C. Nabity, L. Alavi and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett., 48,997(1987)
- 9) P. Hong, S. Dhar, P. Berger, A. Chin and P. K. Bhattacharya, in Proceeding of the 28th Electronics Materials Conference, 25(1986)
- 10) R. Bhat, M. A. Koza, K. Kash, S. J. Allen, W. P. Hong, S. A. Schwartz, G. K. Chang and P. Lin, J. Crystal Growth, 108, 441(1991)
- 11) J. Singh and K. K. Bajaj, J. Appl. Phys., 57, 5433(1985)
- 12) E. F. Schubert, E. O. Gobel, Y. Horikoshi, K. Ploog and H. J. Queisser, Phys. Rev., B30, 813(1984)
- 13) D. F. Welch, G. W. Wicks and L. F. Eastman, Appl. Phys. Lett., 46, 991(1985)
- 14) S. Nojima, K. Nakashima, Y. Kawamura and H. Asahi, J. Appl. Phys., 63, 1955(1988)
- 15) L. A. Girifalco 著、入門結晶中の原子の拡散、共立図書刊、25(1980)
- 16) 本学位論文第2章2節参照
- 17) M. D. Camras, N. Holonyak, Jr., R. D. Burnham, W. Streifer, D. R. Scifres, T. L. Paoli and C. Lindstrom, J. Appl. Phys., 54, 5637(1983)
- 18) K. S. Seo, P. K. Bhattacharya, G. P. Kothiyal and S. Hong, Appl. Phys. Lett., 49, 966(1986)
- 19) 井手、岩田、杉本、野村、NEC Laboratory report, LR-4789, (1984)
- 20) F. Capasso, Science, 235, 172(1987)
- 21) W.Shockley, Bell System Tech. J., 30, 990(1951)
- 22) P.A.Wolff, Phys. Rev., 95, 1415(1954)



- 23) G. A. Baraff, Phys. Rev., 128, 2507(1962)
- 24) Y.Okuto and C. R. Crowell, Phys. Rev., B6, 3076(1972)
- 25) F. Osaka, T. Mikawa and O. Wada, IEEE J. Quantum Electron., QE-22, 1986(1986)
- 26) I.Watanabe, T. Torikai, K. Makita, K. Fukushima and T. Uji, IEEE Electron. Devices Lett., 11, 437(1990)
- 27) R. People, K. W. Wecht, K. Alavi and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett., 43, 118(1983)
- 28) G. E. Stillman and C. M. Wolfe, Semiconductors and Semimetals 12, Academic Press, 333(1977)
- 29) J. Allam, F. Cappaso, K. Alavi and A. Y. Cho, IEEE Electron Device Lett., EDL-8, 4(1987)
- 30) Y. J. Yu, G. Bosman and P. K. Bhattacharya, Appl. Phys. Lett., 51, 1433(1987)
- 31) K. Taguchi, Y. Matsumoto and K. Nishida, Electron. Lett., 15, 453(1979)
- 32) T. Kagawa, Y. Kawamura, H. Asai and M. Naganuma, Appl. Phys. Lett., 57, 1895(1990)



## 第4章 InGaAlAs/InAlAs 四元井戸型超格子アバランシェフォトダイオード

### 4-1 緒言

超格子アバランシェフォトダイオード（超格子 APD）は、超格子構造のバンド不連続を利用してイオン化率比の増大を図る事を基本原理[1][2]としており、これにより高速・高感度受光素子として、従来の InGaAs-APD を凌駕する特性が期待されている。光通信波長帯としては、InGaAs/InAlAs 超格子構造[3]を増倍層とした超格子 APD が InP 基板に格子整合する系として着目され、電子のイオン化率増大などの基本検証[4]がなされたきた。しかしながら、この InGaAs/InAlAs 超格子構造においては増倍時に  $\mu\text{A}$  オーダーの暗電流が存在し[5][6][7]、実際に受信システムへ適用する場合には暗電流による受信感度劣化が予測される。本章では、まず伝送速度に対する暗電流許容レベルを明確にし、これより低暗電流構造として井戸層ワイドギャップ化を図った InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD の提案を行う。さらに、InGaAs/InGaAs 三元井戸型構造を含めた超格子増倍層の層構造依存性の検討を行い、暗電流およびブレイクダウン特性解析より新たに提案した InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型構造の優位性について論じる。

### 4-2 超格子 APD 低暗電流化の検討

APD における暗電流は、非増倍と増倍暗電流成分によって特徴づけられる。この内、増倍暗電流は信号成分同様に増倍現象を伴う暗電流であり、それゆえ過剰雑音電流として振る舞い、感度劣化の主要因となる。InGaAs/InAlAs 超格子構造を増倍層とした光吸収層/増倍層分離（Separated absorption and multiplication structure: SAM）型 APD においては、増倍率 10 倍において  $3\sim 10\mu\text{A}$  の過剰暗電流が顕在化[5][6][7]しており、実用上の問題点が指摘されている。本節では、伝送速度に対する適用システムの許容暗電流を特定、さらに超格子構造における暗電流がトンネル成分が支配的である事に注目し、低暗電流構造である InAlGaAs/InAlAs 四元井戸構造の提案を行う。

#### 4-2-1 伝送速度から許容される暗電流限界

APD における受信感度は、信号形態を Gaussian 分布に従うディジタル系列で仮定する事により、以下の式で表記[8]される。

$$P_{APD}^{-} = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{1+r}{1-r} \cdot Q \cdot \left( \frac{hc}{q\lambda} \right) \cdot \left\{ qQF(M)I_1B \left( \frac{1+r}{1-r} \right) + \left[ (2qQF(M)I_1B)^2 \frac{r}{(1-r)^2} + \frac{\langle i_a^2 \rangle_{APD}}{M^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (4-1)$$

$h$  : プランク定数、 $c$  : 光速度、 $q$  : 電子素量、 $Q$  : 信号雑音比、

$r$  : 1,0 信号間でのパワー比、 $B$  : ビットレート、 $\eta$  : 量子効率、

$\lambda$  : 信号波長、 $M$  : 増倍率、 $F(M)$  : 過剰雑音指数

$\langle i_a^2 \rangle_{APD}$  は APD における雑音電流を表記するもので、非増倍で一括された回路雑音をも含



んだ雑音電流 $\langle i_a \rangle^2_{PIN}$ と、APD を特徴づける増倍暗電流  $I_{dm}$  を考慮し次式で示される。

$$\langle i_a^2 \rangle_{APD} = \langle i_a^2 \rangle_{PIN} + 2qM^2 F(M) I_{dm} I_2 B \quad (4-2)$$

4-1 式において、APD 受信感度は  $M$  依存性を有しており、その極小値として最小受信感度  $P_{min}$  が得られる。

図 4.1 には、4-1 式によって予測される、伝送速度と（受信感度劣化量の関数としての）許容増倍暗電流の関係を示す。増倍暗電流増加により感度劣化が生じるが、高速信号ほど信号認識レベルが高くなるため、高速伝送での許容増倍暗電流は高くなる。これより 0.5dBm 以下に受信感度劣化量を抑制するための増倍暗電流限界値は、2.5Gb/s で 10nA、10Gb/s で 50nA である。従来の InGaAs/InAlAs 超格子 APD では増倍暗電流値は 500nA 以上あり、Gb/s 帯での実用素子実現のためには 1/10～1/50 以下の低暗電流化が要求される。

暗電流低減の手法としては、直接的に pn 接合面積を減じる事と暗電流主成分であるトンネル暗電流を抑圧した構造の最適化が必要である。

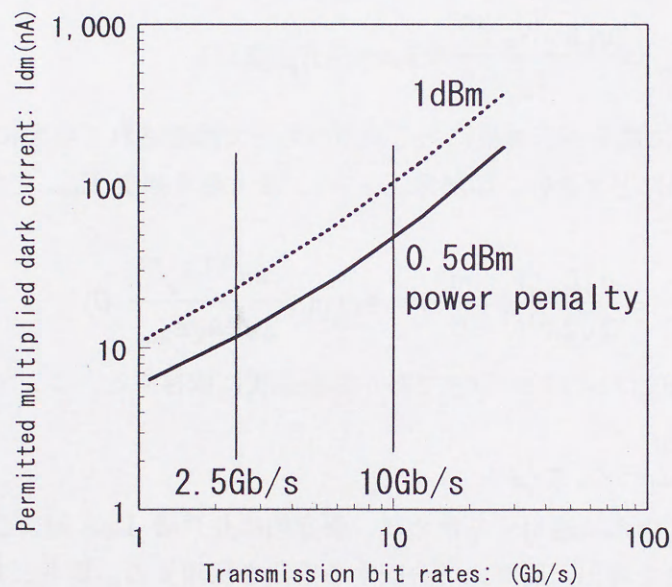


図4-1 受信感度劣化量の関数としての伝送速度と増倍暗電流の関係



#### 4-2-2 超格子 APD における暗電流解析

一般に逆バイアス下での暗電流  $I_d$  は、拡散電流  $I_{dD}$ 、再結合電流  $I_{dg}$ 、表面リーク電流  $I_{ds}$  およびトンネル電流  $I_{dt}$  の 4 種の電流要素から成り立っている [9]。

$$I_d = I_{dD} + I_{dg} + I_{ds} + I_{dt} \quad (4-3)$$

ここで SAM 型超格子 APD においては、光吸収層空乏領域外はワイドギャップ層であることから拡散電流は無視出来るレベルと考えられる。また表面リーク電流は、パッシベーション等の素子製造工程に起因するところが大であるが、通常プロセスで適用されるシリコン窒化膜  $\text{SiN}_x$  等においては成膜条件最適化により  $\sim \text{nA}$  オーダーに低減されており、現状の大きな暗電流を説明出来ない。これより、ここでは発生再結合電流およびトンネル電流に注目、暗電流発生を超格子増倍層に限定して考察する。

発生再結合電流は、欠陥等が関与したトラップレベルを介し発生する電流であり結晶品質と関係する。伝導帯および価電子帯での実効状態密度を各々  $N_C, N_V$ 、キャリアの実効ライフタイムを  $\tau_g$ 、空乏層幅を  $W$ 、 $p^+n$  接合面積を  $A$ 、バンドギャップエネルギーを  $E_g$  とすると発生電流は  $I_{dg}$  は次式で示される。

$$I_{dg} = \frac{q(N_C N_V)^{1/2}}{\tau_g} W A \exp(-E_g / 2kT) \quad (4-4)$$

トンネル電流は、高電界時に電子が伝導帯にある確率のもとで励起される現象によるものでバンドギャップが小さい材料ほど大きい。印加電圧を  $V_b$ 、最大電界強度  $E_{\max}$  とするとトンネル電流  $I_{dt}$  は次式で示される。

$$I_{dt} = \frac{q^3 E_{\max} V_b}{2\sqrt{2}\pi^3 \hbar^2} \left(\frac{m_e}{E_g}\right)^{1/2} A \exp\left(-\frac{\pi m_e^{1/2} E_g^{3/2}}{2\sqrt{2}\hbar q E_{\max}} \cdot \theta\right) \quad (4-5)$$

$m_e$  は有効電子質量、 $\theta$  はフィッティングパラメータであり材料品質に依存する。ここで、APD 増倍暗電流  $I_{dm}$  は次式で示す。

$$I_{dm} = I_{dg} + I_{dt} \quad (4-6)$$

これらの式を超格子構造に適用するために、便宜的に井戸層  $L_{\text{well}}$  および障壁層  $L_{\text{barrier}}$  について各々暗電流成分を導出、層厚比で分配する手法を採用する。即ち、超格子増倍層での再結合電流  $I_{(SL)dg}$  およびトンネル電流  $I_{(SL)dt}$  は、次式で示す事にする。

$$I_{(SL)dg} = \frac{L_z \cdot I_{(well)dg} + L_b \cdot I_{(barrier)dg}}{L_z + L_b} \quad (4-7)$$

$$I_{(SL)dt} = \frac{L_z \cdot I_{(well)dt} + L_b \cdot I_{(barrier)dt}}{L_z + L_b} \quad (4-8)$$

#### 4-2-3 低暗電流 InAlGaAs/InAlAs 四元井戸構造の提案

超格子 APD での暗電流は、ナローバンドギャップ ( $E_g$ ) 井戸層に起因したトンネル電流成分であると予測される。InGaAs/InAlAs 超格子構造で InGaAs 井戸層  $E_g$  は 0.75eV であり、トンネル電流抑圧には 4-8 式より井戸層ワイドギャップ化が有効である。



井戸層ワイドギャップ化としては、短周期構造[10]或いはワイドギャップ井戸材料の適用が考えられる。短周期構造は、薄い井戸層厚による量子準位エネルギー増大を利用して実効的にワイドギャップ化を図るものであるが、井戸層厚としてイ化に必要な平均自由行程（ $\sim 50 \text{ \AA}$ ）程度は必要と言える。InGaAs/InAlAs 短周期超格子構造において、井戸層厚 $\sim 50 \text{ \AA}$ での第1量子準位間エネルギー  $E_{1e-1hh}$  (1st electron-1st heavy hole) として  $1.03 \text{ eV}$  が予測される。一方後者のワイドギャップ井戸材料としては、InP 基板に格子整合した  $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}$  或いは  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ [11]多元混晶が実用材料として考えられる。

ここで結晶成長技術の観点より、多数ヘテロ界面を有する短周期構造および As/P 界面を有する  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InAlAs}$  超格子構造は安定な界面品質が得にくく、これらの構造はさらなる暗電流の発生要因と考えられる。これに対し、As/As 界面を有する  $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}/\text{InAlAs}$  超格子構造は界面制御が比較的容易かつ結晶性に優れている事が予想され、低暗電流超格子 APD の基本材料として新たに提案する。

図 4.2 には、 $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}/\text{InAlAs}$  超格子構造において、井戸層  $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}$  の Al 組成  $x$  の増加によりワイドギャップ化を行った場合の増倍暗電流の変化を示す (4-7, 4-8 式より導出)。ここで、層厚比は  $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}:\text{InAlAs}=1:1.5$  に固定、また超格子構造の最大電界強度  $E_{\max}$  は片側階段接合で一般に用いられている経験式[12]で近似した。

$$E_{\max} = \frac{2}{W} \cdot 60 \cdot \left( \frac{E_g}{1.1} \right)^{3/2} \cdot \left( \frac{1 \times 10^{16}}{N_B} \right)^{3/4} \quad (4-9)$$

$W$  は空乏化幅、 $N_B$  は空乏化領域のキャリア濃度である。これより超格子井戸層のバンドギャップエネルギー  $E_{g(\text{well})}$  増加に伴い、トンネル暗電流を支配因子とする増倍暗電流は低減されていく。 $E_{g(\text{well})} \sim 1 \text{ eV}$  で InGaAs 井戸層 ( $0.75 \text{ eV}$ ) に対する改善量は  $1/60$  である。しかしながら、井戸層ワイドギャップ化は障壁層とのバンド不連続を低減する方向であり、超格子 APD の動作原理を損なう可能性がある。図 4.3 には、井戸層バンドギャップエネルギー  $E_{g(\text{well})}$  に対する InAlAs 障壁層との伝導帯不連続量  $\Delta E_c$  の変化を示す。 $E_{g(\text{well})} \sim 1 \text{ eV}$  で  $\Delta E_c \sim 0.34 \text{ eV}$ 、InGaAs 井戸層 ( $\Delta E_c \sim 0.52 \text{ eV}$ ) に比較し  $0.18 \text{ eV}$  減少している。

InAlGaAs 四元井戸構造の最適値は、暗電流とバンド不連続量とのトレードオフの上に成り立つが、低雑音化の観点から一方の光励起キャリア（本超格子 APD では電子）のみを増倍層に純粋注入する事が望まれる[13]。つまり、実用構造である SAM 型構造においては、超格子増倍層における光吸収による正孔キャリアの発生は、デバイス上イ化率比汚染を引き起こす。本超格子 APD においては、その光通信システム適用波長が  $1.3 \sim 1.55 \mu\text{m}$  を要求されるため、超格子井戸層の  $E_{g(\text{well})}$  は信号光に透明な  $0.95 \text{ eV}$  以上が望ましい。超格子構造の電界印加時の吸収端長波長化 (Quantum confined Stark effect) も考慮すると、 $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}$  井戸組成は  $E_{g(\text{well})} \sim 1 \text{ eV}$  が適切であると考ええる。

以上、InGaAs/InAlAs 超格子構造 APD における過剰暗電流抑制するために、ワイドギャップ井戸層として超格子界面品質が安定な  $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}$  を提案、SAM 型素子への適用条件より  $E_{g(\text{well})} \sim 1 \text{ eV}$  である方針を得た。これによる、暗電流改善値は  $\sim 1/60$  程度である。



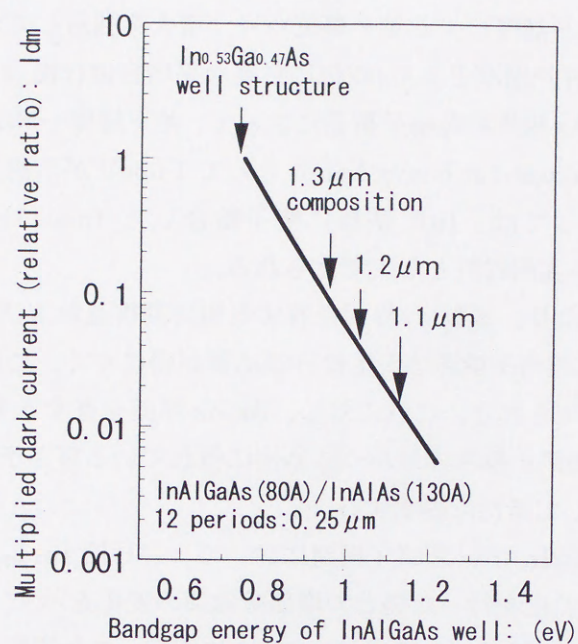


図4-2  $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}/\text{InAlAs}$ 超格子構造における  
井戸層組成と増倍暗電流 $I_{dm}$ の関係（予測値）

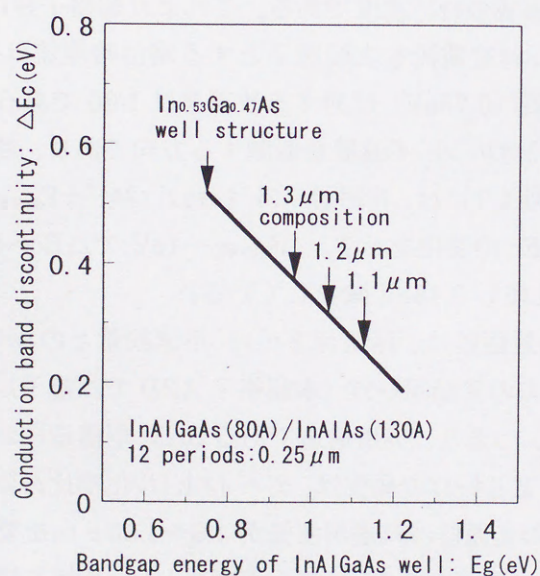


図4-3  $\text{In}_{1-x-y}\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{As}/\text{InAlAs}$ 超格子構造における  
井戸層組成と伝導帯不連続量の関係



#### 4-3 In(Al)GaAs/InAlAs 超格子 APD における暗電流および

##### ブレイクダウン電圧の解析

InAlGaAs 四元井戸型超格子超格子 APD は 4-2 節の検討より、井戸層構造のワイドギャップ化および As/As 界面安定性により、従来の InGaAs 井戸型構造に比較して低暗電流特性が予測される。本章では、In(Al)GaAs/InAlAs 超格子増倍層の相違する超格子 APD を試作、その暗電流特性およびブレイクダウン電圧解析を通して、超格子構造における暗電流発生メカニズムを明確化する。これより、InAlGaAs 四元井戸構造がトンネル成分が抑制されたアバランシェ増倍過程に基づく事を確認し、その優位性を実証する。

##### 4-3-1 In(Al)GaAs/InAlAs 超格子 APD 試作と実験方法

本実験を行うために、超格子構造の相違する APD 素子を作製した。図 4.4 には素子構造図を示しており、光吸収層/増倍層分離型 (SAM 型) の裏面入射構造を有している。層構造は、 $n^+$ -InP 基板の上に  $n^+$ -InP,  $n^+$ -InAlAs バッファ層、In(Al)GaAs/InAlAs 超格子増倍層、 $p^+$ -InP 電界緩和層、 $p^-$ -InGaAs 光吸収層、 $p^+$ -InP キャップ層、 $p^-$ -InGaAs コンタクト層が MOVPE 法により積層されている。ここで、 $p^+$ -InP 電界緩和層は素子内での電界分布調節のために挿入されており、これにより  $p^-$ -InGaAs 光吸収層には一定低電界 ( $\sim 90 \text{ kV/cm}$ ) を保証しており、サンプル間での超格子増倍層による相違をより明瞭に把握する事が出来る。また、受光径は  $\phi$  径で規定された  $80 \mu\text{m}$   $\phi$ 、 $\phi$  側壁には  $\text{SiN}_x$  パッシベーション膜を形成した。

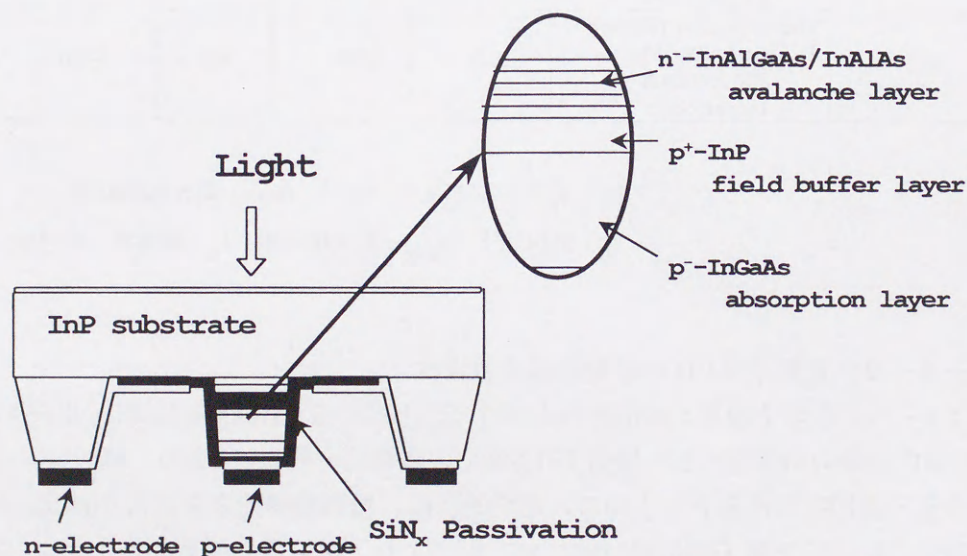


図4-4 暗電流メカニズム検証のために作製した光吸収層/増倍層分離型

In(Al)GaAs/InAlAs超格子APDの構造図



実験に用いた3種の増倍層構造を表4.1に示す。サンプルAは従来のInGaAs/InAlAs超格子増倍層、サンプルBは短周期構造からなるInGaAs/InAlAs超格子増倍層、サンプルCは本章で提案されるInAlGaAs/InAlAs四元井戸構造を有する超格子増倍層となっている。サンプルA,B,Cの超格子増倍層実効エネルギーギャップは、0.77,0.87,1.05eVである。超格子増倍層厚は強電界強度でのトンネル電流発生を押さえ構造依存性を明確にするために、サンプルA,B,Cに対し0.64,0.495,0.64 $\mu$ mの厚膜構造となっている。

暗電流およびブレークダウン電圧特性は、液体窒素クライスタットにより100~420Kまで詳細に測定される。

表4-1 暗電流メカニズム検証のために作製した光吸収層/増倍層分離型  
In (Al)GaAs/InAlAs超格子APDの構造および増倍特性

Sample No.	SL multiplication structure	$E_{g\text{eff}}$ (eV)	$E_{\text{max}}$ (kV/cm)	$V_B$ (V)	$M_{\text{max}}$	$I_d$ ( $\mu$ A @ $M=10$ )
A	Standard type. InGaAs/InAlAs 200 Å/200 Å 16 periods	0.77	340	45	~10	50
B	Narrow well type. InGaAs/InAlAs 50 Å/200 Å 33 periods	0.87	430	55	~20	0.4
C	Quaternary well type. InAlGaAs/InAlAs 200 Å/200 Å 16 periods	1.05	440	65	~50	0.08

$E_g$  : 実効バンドギャップエネルギー、 $E_{\text{max}}$  : 最大電界強度

$V_B$  : 降伏電圧、 $M_{\text{max}}$  : 最大増倍率、 $I_d$  : 暗電流 (@ $M=10$ )

#### 4-3-2 超格子APDの暗電流温度依存性

表4.1には、各素子の基本増倍特性を併せて示している。InAlGaAs四元井戸構造を有するサンプルCは最大増倍率~50、増倍率10倍での暗電流~80nAであり、他のサンプルに比較し低暗電流・高増倍特性を有している。定性的には、短周期構造さらにはInAlGaAs四元井戸構造適用による超格子増倍層ワイドギャップ化により、増倍電界強度の増加および暗電流低減の傾向にある。

図4.5には各サンプルの電流-電圧特性の温度依存性を示す。サンプルCに注目すると、素子内の空乏化に対応し、超格子増倍層のみが空乏化されている低バイアス領域(0~25V)、光吸収層に空乏層がパンチスルーした後の中バイアス領域(25~40V)、増倍現象に至る高バイアス領域(>40V)に分離される。図4.6にはサンプルCの3バイアス域での温度逆数に対する暗電流値を示しており、各々の傾きより活性化エネルギー $E_a$ が見積もられる。サンプルCの低バイアス域( $V_a=10$ V)  $E_a$ 値は0.53eVであり、InAlGaAs/InAlAs超格子増倍層の実効エネルギーギャップ( $E_g \sim 1.06$ eV)



の 1/2 倍である。これは、低バイアス域の暗電流が超格子増倍層の再結合電流に起因する事を示唆する。中バイアス域 ( $V_a=40V$ ) の  $E_a$  値は  $0.39eV$  であり、InGaAs 光吸収層バンドギャップの 1/2 倍である事から InGaAs 層の再結合電流に起因する。高バイアス域 ( $V_a=55,62V$ ) では  $E_a$  値  $0.28\sim0.21eV$  で、InGaAs 層の再結合電流  $\sim 0.39eV$  より小さな値である。これは、増倍率の温度依存性が測定に影響している事と、さらには超格子増倍層に起因したディープレベルを介したトンネル電流成分を反映している可能性もある。サンプル A, B においても同様の暗電流メカニズムで説明されるが、高バイアス域の  $E_a$  はサンプル C に比較しさらに低い値である。

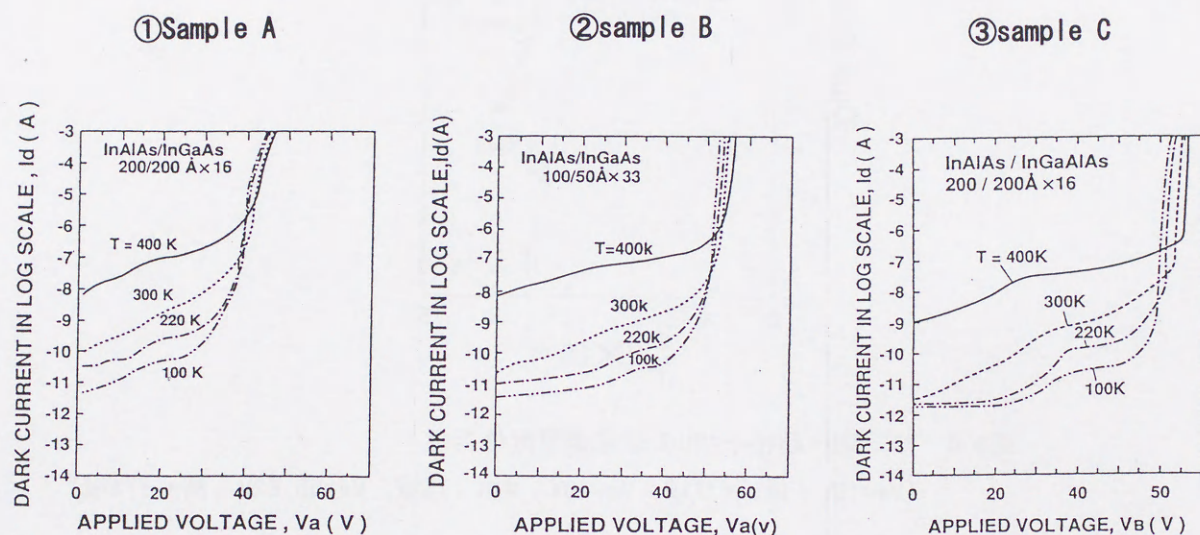


図4-5 In (Al) GaAs/InAlAs超格子APDの電圧—電流特性の温度依存性  
( sample A, B, C)



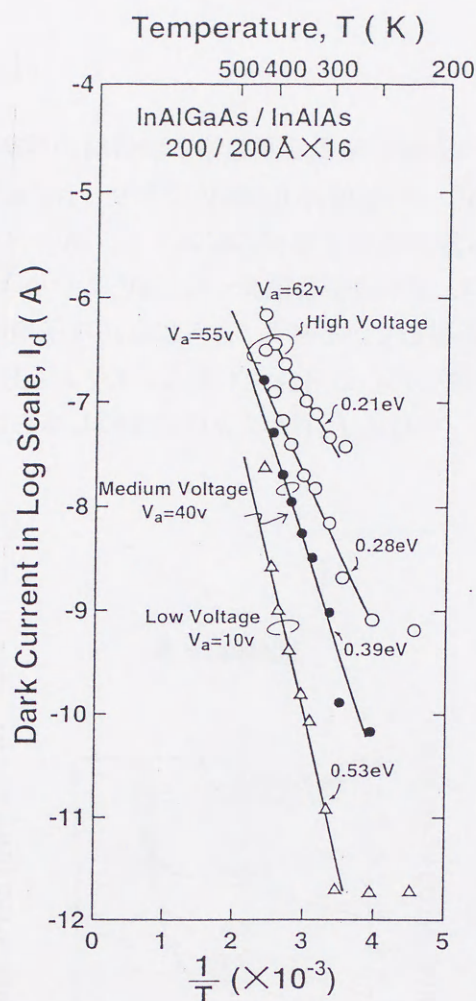


図4-6 サンプルC—超格子APDの暗電流温度依存性

( $V_a=10V$  : 低バース域、 $V_a=40V$  : 中バース域、 $V_a=55, 62V$  : 高バース域)

一般に再結合電流はキャリア寿命  $\tau_g$  で関連づける事ができ、それ故本超格子 APD において低バース域暗電流を検討する事により超格子増倍層品質を定量的に判断できる。再結合電流は前述した 4-4 式で表記され、バンドギャップエネルギーの増加或いは実効キャリア寿命  $\tau_g$  の増大によって減少がはかられ、特に  $\tau_g$  は結晶中の再結合センターで関連付けられる。表 4.2 には、各サンプルにおいて室温、 $V_a=10V$  印加時の暗電流値  $I_d$  と 4-4 式から導出される実効キャリア寿命値  $\tau_g$  を示す。これよりサンプル A,B における  $\tau_g$  は、それぞれ  $5.1 \times 10^{-7}, 2.1 \times 10^{-7} \text{sec}$  であり、従来 InGaAs バルブでの報告値[14]と同程度である。しかしながら、ハイドライド VPE 法で作製された高純度 InGaAs ( $<5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) を光吸収層とした PIN-PD においては  $10^{-4} \sim 10^{-5} \text{sec}$ [15]も観測されており、超格子増倍層の結晶品質は十分とは判断できない。これに比較して、InAlGaAs 四元井戸層を有するサンプル C においては  $5.9 \times 10^{-8} \text{sec}$  であり、Al 系井戸層から予測されるディープレベル導入からキャリア寿命は若干劣化[16]している。しかしながら、リドギャップ化の効果が大きいと、暗電流が 1/10 程度減少していると考えられる。



表4-2 試作した3素子のキャリアライフタイム

Sample no.	Dark current $I_d$ ( A @10V)	Effective carrier life time $\tau_g$ (sec)
A	$3.2 \times 10^{-10}$	$5.1 \times 10^{-7}$
B	$9.0 \times 10^{-11}$	$2.1 \times 10^{-7}$
C	$1.2 \times 10^{-11}$	$5.9 \times 10^{-8}$

#### 4-3-3 超格子 APD の増倍暗電流構造依存性

一般に、APD における増倍率  $M$  と暗電流  $I_d$  の関係は次式で示される。

$$I_d = I_{dM} \cdot M + I_{d0} \quad (4-10)$$

$I_{dM}$ 、 $I_{d0}$  は、各々増倍暗電流、非増倍暗電流である。ここで 4-10 式は、トンネル電流或いは表面リーク等の少ない理想的な APD の暗電流は、 $M^1$  の傾きにフィッティングできる事を意味している。図 4.7 には、サンプル A,B,C の増倍率と暗電流値の関係を示す。InAlGaAs 四元井戸層を有するサンプル C においては、増倍率 5~40 倍にかけて  $M^1$  の傾きを有しており、増倍暗電流  $I_{dM}$  ~10nA ( $2.0 \times 10^{-4}$  A/cm<sup>2</sup>) が得られている。サンプル C における  $M < 5$  域での  $M^1$  からの逸脱は、低増倍域での過剰な暗電流の発生を示唆しており、この原因としては InGaAs 光吸収層の品質或いは超格子増倍層中でのバンド内多重トンネル電流等を考えている。InGaAs 層はキャリア寿命の測定より品質的には改善の余地があり、トタルの暗電流が低いサンプル C において顕著に観測されているとも考えられる。最も重要な事実は、サンプル A,B においては暗電流が  $M^1$  倍の傾きに一致する領域が存在しない事であり、 $M$  に対し 2~3 のべき乗で暗電流が急増する。これは通常の APD とは異なる過剰な暗電流の存在を示唆しており、InGaAs 井戸層を基本とした超格子構造での、増倍暗電流成分として分離できない程の過剰なトンネル電流発生、或いは品質劣化を示唆している。

本実験より、APD の増倍暗電流  $I_{dM}$  として導出が可能な素子は InAlGaAs 四元井戸構造のみである事が明らかになった。これは、高電界印加時の井戸層を介したトンネル暗電流成分が、ワイドギャップ化により抑圧されたためと考えている。



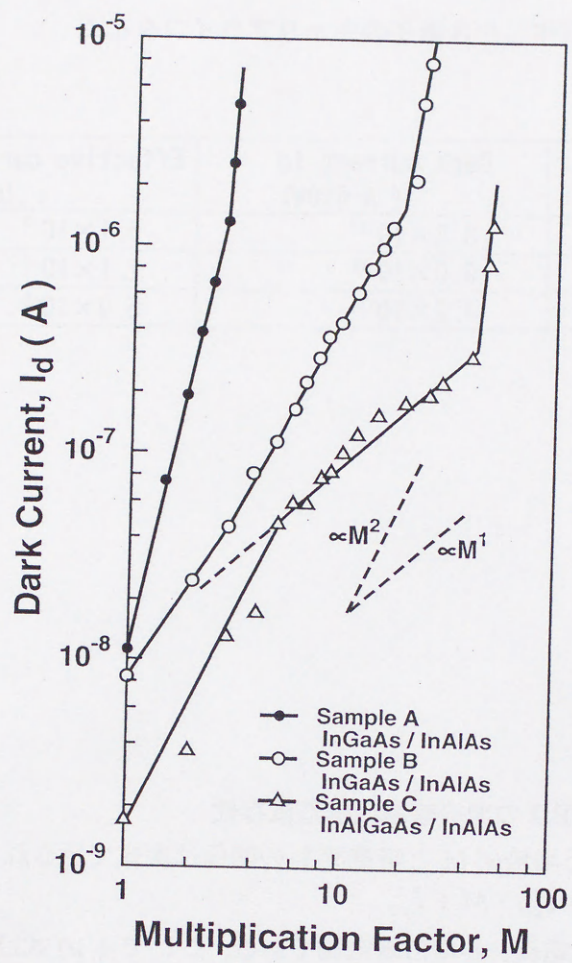


図4-7 In(AI)GaAs/InAlAs超格子APDの  
増倍率 $M$ と暗電流の関係



#### 4-3-4 超格子 APD のブレイクダウン電圧温度依存性

ブレイクダウン電圧の温度依存性は、その増倍過程を反映していると考えられる。即ち、APD のブレイクダウン現象はアバランシェ降伏、トンネル降伏の2形態で示され、ブレイクダウン電圧の温度依存性は次式を用いて示される。

$$\Delta V_B / V_B = \gamma \cdot \Delta T \quad (4-11)$$

ここで $\gamma$ は温度係数であり、 $\gamma > 0$ の場合はアバランシェ降伏、 $\gamma < 0$ の場合はトンネル降伏が支配的とされる。アバランシェ降伏の場合にはキャリア平均自由行程の温度依存性[17]より説明され、即ち高温時の格子振動に伴う走行散乱の増加によりイオン化の平均自由行程が増大、そのために降伏電圧が増加する。一方、トンネル降伏の場合にはバンドギャップエネルギーの温度依存性より説明され、高温時のナローギャップ化に伴い降伏電圧（一定の暗電流を生ずる電圧）は減少する。

図 4.8 には各サンプルのブレイクダウン電圧の温度依存性を示す。ここでブレイクダウン電圧は、暗電流値  $I_d$  が  $100 \mu A$  となる電圧とした。これより、サンプル C および B においては広い温度領域において  $\gamma > 0$  即ちアバランシェ降伏が支配的である事が判る。これに対し、顕著な暗電流劣化を生じるサンプル A では  $330K$  以上において  $\gamma < 0$  即ちトンネル降伏モードに変化している。InGaAs 井戸層構造におけるトンネル成分汚染は、暗電流の増倍率依存性のデータ（図 4.7）と同様の傾向を示唆するものである。

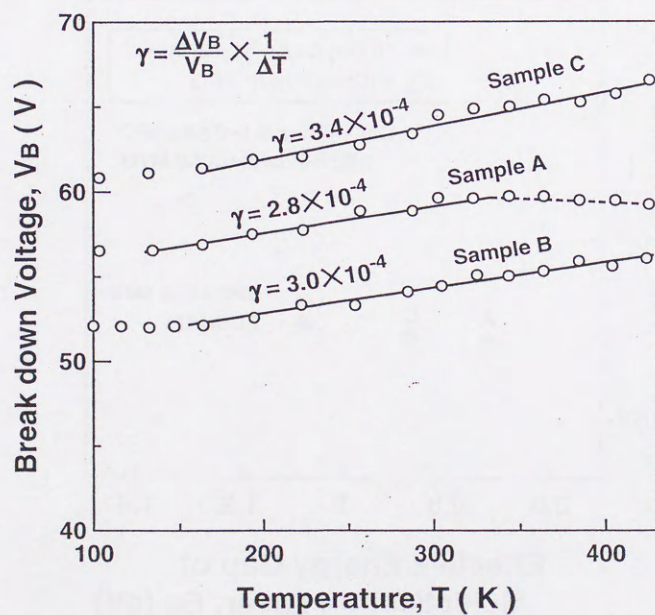


図4-8 In(Al)GaAs/InAlAs超格子APDのブレイクダウン電圧温度依存性



以上より、超格子 APD における暗電流発生メカニズムとして、超格子増倍層に起因したトンネル電流成分が大きく関与している事が明らかとなった。トンネル電流発生は、超格子層特に結晶品質上問題のある InGaAs 井戸層での、“band-to-band tunnel process”或いはディープレベルを介した“multi-tunnel process”が考えられる。このトンネル電流成分は、超格子井戸層に InAlGaAs 層を適用する事によって抑圧される傾向にあり、この改善効果はバンドギャップエネルギーの増加が主要因であるが、さらには InAlGaAs 結晶自体の品質も寄与していると考えられる。

APD 実用性の観点からは、降伏電圧が周囲温度に影響されにくい即ち温度係数  $\gamma$  値が小さい事が望まれる。図 4.9 には、In(Al)GaAs 系超格子 APD と従来の InGaAsP 系バルク APD の  $\gamma$  値をバンドギャップエネルギーに対し示している。InAlGaAs 四元井戸型構造のサンプル C では  $\gamma \sim 3.4 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  であり、InP を増倍層とする InGaAs-APD[18]に対し 1/5 程度である。本結果は、超格子 APD の温度特性上の優位性を示すものであるが、さらには超格子 APD の超格子構造に起因した劣化過程の傍証を与えているものとも言える。つまり、アバランシェ降伏の温度依存性はキャリア平均自由行程によって理解されるが、超格子 APD では単に電界加速・走行によるエネルギー獲得だけでは無く、温度依存性が小さなエネルギー獲得メカニズムが関与している事を示唆する。即ち、超格子 APD では温度依存性が小さなバンド不連続量を介してのエネルギー獲得メカニズムが支配的であるため、 $\gamma$  値が小さいと考えられる。

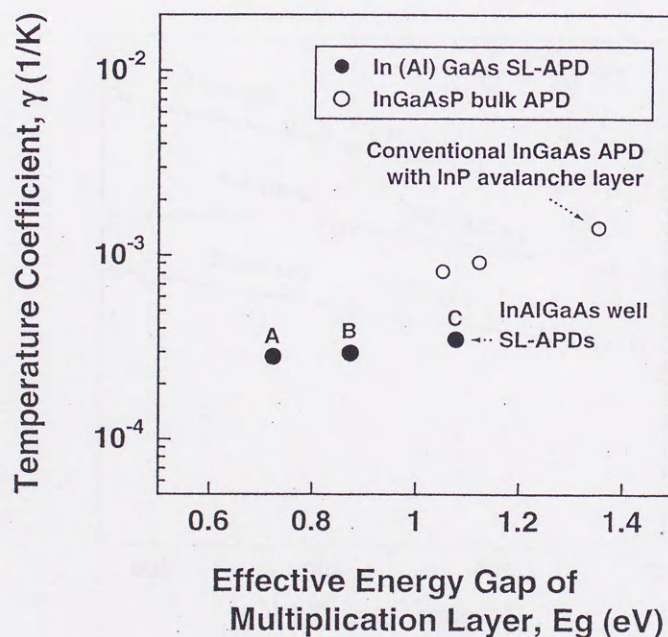


図4-9 In(Al)GaAs/InAlAs超格子APD温度係数値  $\gamma$  の比較  
 図中のInGaAsP系APDはRef. [18]による



#### 4-4 本章のまとめ

本章では、暗電流抑制構造として InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD を提案、InAlGaAs ワイドギャップ井戸構造 ( $E_g \sim 1\text{eV}$ ) によりトンネル電流成分が抑圧され、従来の InGaAs/InAlAs 超格子 APD に比較し 1/60 以下の低暗電流化を予測した。さらに、本指針より超格子増倍層の異なる素子を試作、InAlGaAs 四元井戸構造のトンネル電流抑制メカニズムを温度特性の評価により検証し、その優位性を示した。また超格子 APD の降伏電圧の温度依存性は、従来のバルク APD に比較して小さく、超格子 APD の基本原理であるバンド不連続エネルギー獲得によるイオン化過程の傍証であると理解された。

#### (参考文献)

- 1) R. Chin, N. Holonyak, Jr., G. E. Stillmann, J. Y. Tang and K. Hess, Electron. Lett., 16, 467(1980)
- 2) F. Capasso, W. T. Tsang, A. L. Hutchinson and G. F. Williams, Appl. Phys. Lett., 40, 38(1982)
- 3) K. Brenann, IEEE. Trans. Electron. Devices, ED-33, 1502(1986)
- 4) K. Makita, T. Torikai, K. Fukushima, I. Watanabe and T. Uji, 16th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, LB-3(1989)
- 5) K. Makita, I. Watanabe, M. Tsuji and K. Taguchi, Proc. 10th. Rec. Alloy Semiconductor Physics and Electronics Symp, Nagoya, Japan, 335(1991)
- 6) T. Kagawa, H. Asai and Y. Kawamura, IEEE Photon. Technol. Lett., 57, 1895(1991)
- 7) H. Nakamura, S. Hanatani, T. Notsu and S. Tanaka, Proc. ECOC' 91, Paris, France, 261(1991)
- 8) R. G. Smith and S. D. Personick, Top. Appl. Phys., 39, 89(1979)
- 9) 米津宏雄著、光通信工学、工学図書刊、333(1983)
- 10) S. Hanatani, H. Nakamura, S. Tanaka, T. Notsu, H. Sano and K. Ishida, Tech. Digest of OFC'93, ThG3, 187(1993)
- 11) T. Kagawa, Y. Kawamura and H. Iwamura, IEEE J. Quantum Electron., 28, 1419(1992)
- 12) 米津宏雄著、光通信工学、工学図書刊、393(1983)
- 13) R. J. McIntyre, IEEE Trans. Electron. Devices, 13, 164(1966)
- 14) Y. Takanashi and Y. Horikoshi, Jpn. J. Appl. Phys., 20, 1915(1981)
- 15) 田口剣申著、博士論文「光通信用 InP/InGaAs ヘテロ接合アバランシオトダイオードの高速化と高感度化に関する研究」、77(1990)
- 16) S. Naritsuka, Y. Nishikawa, H. Sugawara, M. Ishikawa and Y. Kokubun, J. Electron. Mater., 20, 687(1991)



- 17) G. A. Baraff, Phys. Rev., 128, 2507(1962)
- 18) F. Osaka, T. Mikawa and T. Kaneda, IEEE J. Quantum Electron., 21, 1326(1985)



## 第5章 高制御 InAlGaAs 系ガスソース分子線結晶成長法

### 5-1 緒言

ガスソース分子線結晶成長 (Gas-source Molecular Beam Epitaxy: GS-MBE) 法は基本的には分子線結晶成長 (Molecular Beam Epitaxy: MBE) 法と原理を同じくするもので、高真空中において原料を高温加熱しその蒸発・昇華により供給し結晶成長を生じさせる。ここで原料分子は、高真空下で平均自由行程が極大化し、分子流の状態になる。基板表面においては、原子オーダーでの吸着・脱離現象が生じており、そのメカニズムは非平衡反応であると考えられる。それゆえ、layer by layer (一分子層) 成長が実現していると考えられ、正確な膜厚制御さらには急峻なヘテロ界面といった観点から極めて優れた成長法であると言える。また、通常の III-V 族半導体成長では、ドーパントとして自己拡散の小さい Si, Be 等の適用が可能であり、かつ VPE 法に比較し低成長温度であることから、ドーピングの高制御を特徴とする。また GS-MBE 法の特長としては、V 族原料を  $\text{AsH}_3, \text{PH}_3$  のハイドライドガスによって供給しており、通常の MBE 法では困難な V 族種 (例えば As/P) の組成制御が可能となる事である。以上より GS-MBE 法は、特にドーパントの高制御性を要求する超格子 APD 実現において、重要な技術である。

本章では、InAlGaAs 系超格子 APD 実現を目的として構築した GS-MBE 技術について論じる。超格子 APD の基本材料である InAlAs, InGaAs 成長では、表面構造および透過電子顕微鏡等の観測を通し、そのバルク結晶性および InAlAs/InGaAs 超格子構造品質について評価する。また、急峻 P/As 界面制御により InP/InAlAs 超格子構造等を作製、そのバンド不連続量評価実験を通し、超格子 APD 特性に重要な InAlAs/InP/InGaAs 系の band-lineup を確定する。さらに、高制御 GS-MBE 成長技術の特徴を生かして、光デバイス材料として InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造を提案し、その特徴的なバンド不連続制御について予測を行うと共に GS-MBE 法による InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造自在成長技術について述べる。

### 5-2 ガスソース分子線結晶成長法の概要

超格子 APD[1][2]はバンド不連続を利用した高感度特性が期待されており、特に光通信波長帯材料としては InP 基板上に格子整合した InAlGaAs 超格子系[3]が提案されている。これまで有機金属気相成長 (MOVPE) 法を用いて超格子 APD 基本検証[4][5]がなされてきたが、高速性能実現において p 型ドーパント材料である Zn の自己拡散による特性劣化[6]が問題となった。本背景において、本章で論じる GS-MBE 法は、超格子 APD 開発において以下の様な優位性を有する。

- ①自己拡散が小さい Be を伝導型ドーパントとして適用可能。
- ②V 族原子種をハイドライド系 V 族ガスの熱分解により供与するため、As/P 系高制御が可能。



つまり、MBE 法の特徴であるドーピング高制御性を基本とし、かつ InAlGaAs 系超格子 APD の構造要素である P (燐) 系成長も可能とする成長技術である。

#### 5-2-1 ガスソース分子線結晶成長装置

構築されたガスソース分子線結晶成長 (GS-MBE) 装置の概要および概観を図 5.1、5.2 に示す。GS-MBE 装置は、growth chamber, entry chamber (脱ガス室), transfer chamber, preparation chamber および V 族ガス供給装置によって構成されている。MBE 装置本体は RIBER 製 MBE-32 型、V 族ガス供給装置は V 族ガス急峻切り替えを意識した設計指針により独自に構築したものである。growth chamber はターボ分子ポンプによって排気され、液体窒素シュラウド冷却時に到達真空度  $10^{-9}$  torr 以下の排気能力を有する。III 族原料供給は Al、Ga、In 金属ソース、V 族原料供給は AsH<sub>3</sub>、PH<sub>3</sub> ガス、ドーパントは Si (n 型)、Be (p 型) 金属ソースによる。V 族ガスは 1000°C のガスクラッキングセルを通して導入され、その熱分解効率は AsH<sub>3</sub> ~100%、PH<sub>3</sub> ~90% である事が質量分析器によって確認されている。成長温度は、SiAl の共晶点温度により更正されたパイロメータを用いて特定している。

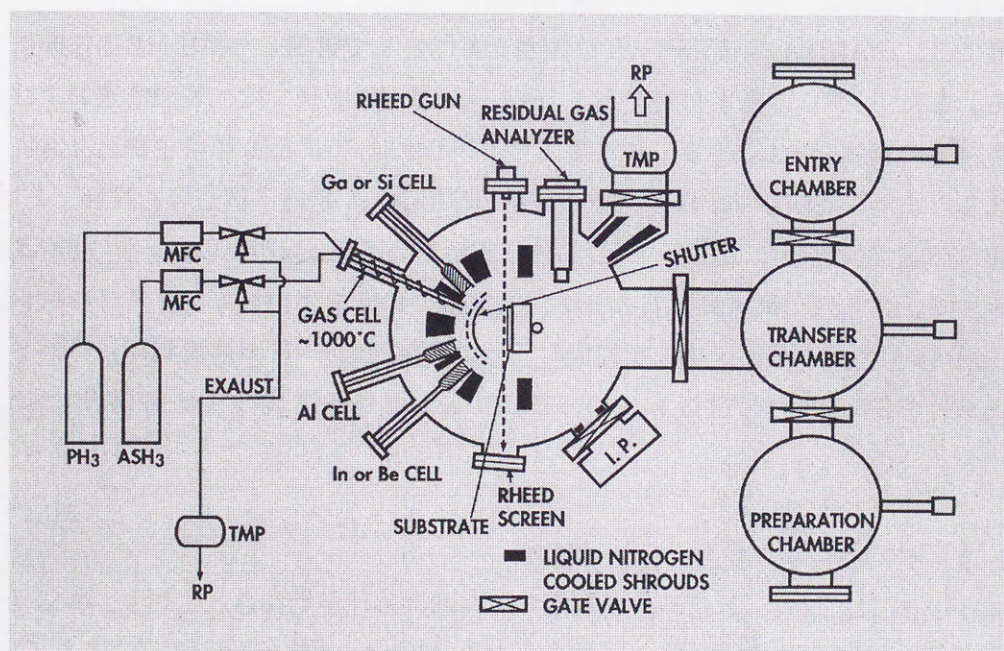


図5-1 ガスソース分子線結晶成長 (Gas-source molecular beam epitaxy) 装置の概略図



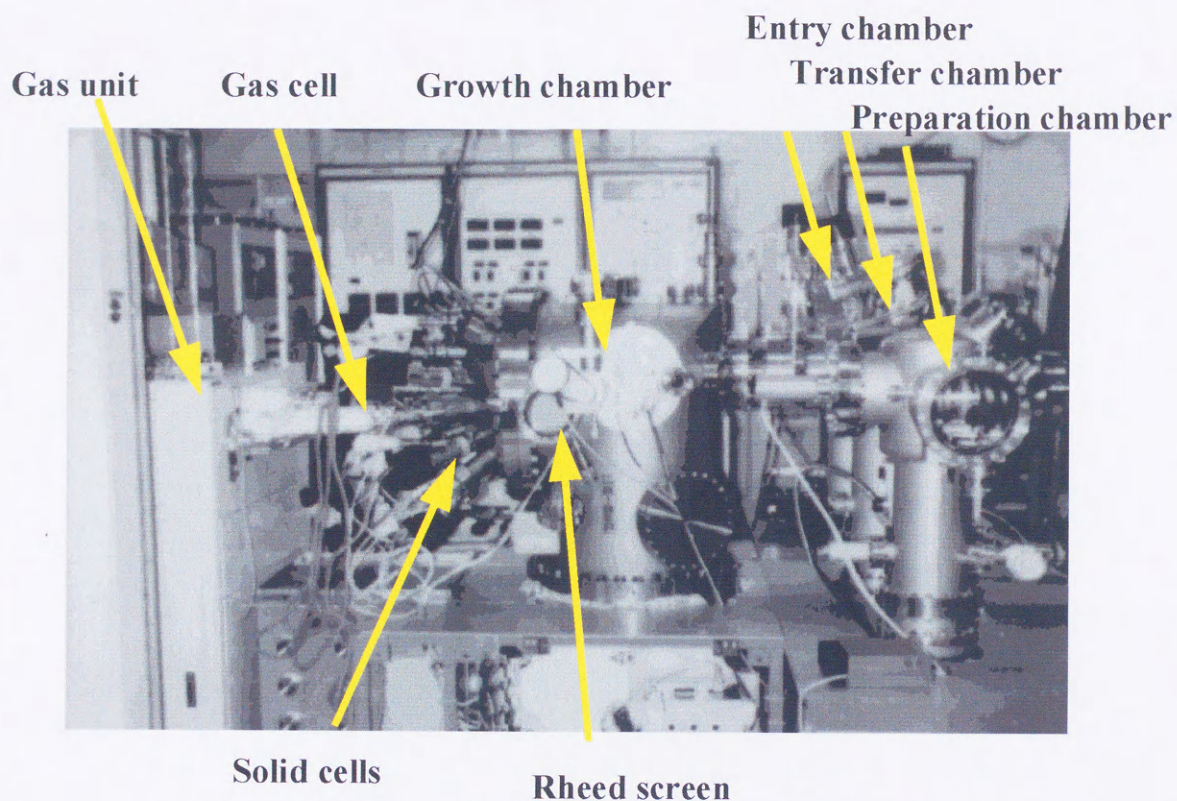


図5-2 ガスソース分子線結晶成長 (Gas-source molecular beam epitaxy)  
装置の概観写真

#### 5-2-2 ガスソース分子線結晶成長法の成長工程

通常成長に適用される基板は、Sドーパ (n型) 或いは Feドーパ (半絶縁型) InP(100)just 基板で、製品レベルでの表面処理において安定な自然酸化膜が形成されている。基板は、ベーク工程を経たモリブデンブロックに In メタルによって張り付け、その後 entry chamber 内で  $250^{\circ}\text{C} \cdot 10$  分間の脱ガス工程を経て、transfer chamber、growth chamber に導入される。

GS-MBE における基本成長工程を図 5.3 に示す。基板温度  $150^{\circ}\text{C}$  到達時に表面熱劣化阻止のために  $\text{PH}_3$  ガス導入、RHEED 観測にて InP 表面酸化膜脱離による V 族安定化面 ( $2 \times 3$ ) 或いは ( $2 \times 4$ ) が出現するまで昇温する。本出現温度は  $530^{\circ}\text{C}$  である事が経験的に把握されており、run to run での成長温度確定のための指標となっている。その後、 $540^{\circ}\text{C} \cdot 1$  分間の脱ガス工程を経て、所望成長温度で成長がなされる。典型的な成長条件としては、成長温度  $520^{\circ}\text{C}$ 、V 族ガス流量 4sccm、成長時の背圧  $\sim 5 \times 10^{-5}$  torr、成長速度  $0.5 \sim 1.3 \mu\text{m/hr}$ 、RHEED 観測により V 族安定化面領域での成長を行っている。成長終了後は、表面熱劣化阻止用 V 族ガス照射のもと降温、基板取り出しを行う。



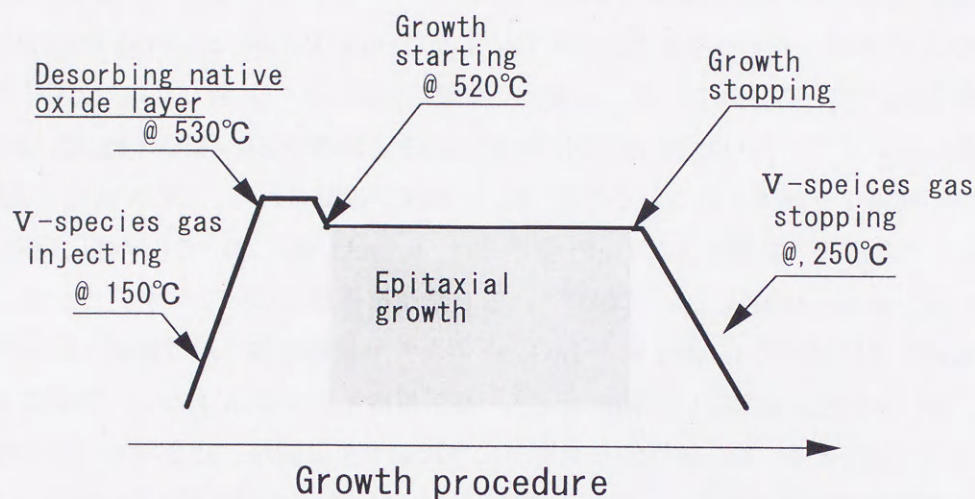


図5-3 GSMBE法の基本成長工程図

### 5-3 GS-MBE 法による InAlAs および InGaAs 層の成長

InAlAs および InGaAs 結晶は、光通信用超格子 APD の基本材料であり、そのバルクおよび超格子構造での結晶品質はデバイス特性に影響を与える。本節では、GS-MBE 法による InAlAs および InGaAs 成長について、特に結晶中の自然超格子 (Natural Superlattice : NSL) 形成に関し結晶品質も踏まえ論じる。また、InGaAs/InAlAs 超格子構造を作製、その結晶品質についても述べる。

#### 5-3-1 InAlAs および InGaAs 結晶における自然超格子の観測

InAlAs および InGaAs は、 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ,  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  組成において InP 基板と格子整合する。本 GS-MBE 法においては、InAlAs はアンダーブにて高抵抗性、InGaAs はキャリア濃度  $n \leq 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  の n 型高純度結晶が得られている。図 5.4 には、InAlAs および InGaAs 成長時の成長温度・V 族ガス  $\text{AsH}_3$  流量に対する RHEED 観測による表面再配列構造を示す。高温・低流量域では V 族安定化面 ( $2 \times 1$ ) 若しくは ( $2 \times 4$ )、低温・高流量域では過剰 V 族化面を示唆する ( $2 \times 3$ ) が特徴的に観測される。両領域への遷移は、温度・ $\text{AsH}_3$  流量変化に敏感に対応しかつ III 族原料を供給しない非成長モードにおいても同様に出現する事より、V 族原子種の表面吸着現象のみで理解される現象である。

このような表面再配列の相違は、結晶成長層の原子配列に影響を与える事が予測される。図 5.5 には、過剰 V 族化面 ( $2 \times 3$ ) で成長した InAlAs 結晶の、(110) 断面での高分解能透過電子顕微鏡 (TEM) による観察例を示す。同時に観測した電子線回折測定において



[111]A 方向に $[\frac{1}{3}\frac{1}{3}\frac{1}{3}]$ 超構造が観測されており、これに伴い写真中にも(111) A 面ラインに自然超格子 (Natural Superlattice :NSL) によるコントラスト列が形成されている事が判る。格子間隔の 3 倍周期を有する事より、五明等により”Triple Period Natural Superlattice : TP(-A)型 NSL” [7]と称されている。一方、V 族安定化面 (2×1) 若しくは (2×4) で成長した結晶においては、(111) B 面ラインに微弱な CuPt(-B)型 NSL (MO-VPE 法 GaInP 結晶において従来より報告されている構造 [8]) の形成が確認される。この V 族原子被服率の相違によって生じる TP 型および CuPt 型構造は、InGaAs 層においても同様に観測される。表 5.1 には、本 GS-MBE において観測される自然超格子群について示す。ここで、TP 型および CuPt 型において InAlAs 系が InGaAs 系よりも自然超格子形成領域 (ドメイン領域) が多く、強い秩序度を有している傾向がある。自然超格子形成メカニズムについては T. Suzuki 等[9]により GaInP 系に対し統括的な見解がなされており、Ⅲ族原子結合エネルギーが介在ステップ端での選択的Ⅲ族原子取り込みに起因するとされている。本材料系においても、Ⅲ族原子取り込みに関与する結合エネルギーにおいて Al-As>Ga-As の関係を有する事より、Al 材料系において自然超格子形成が強まると推測される。

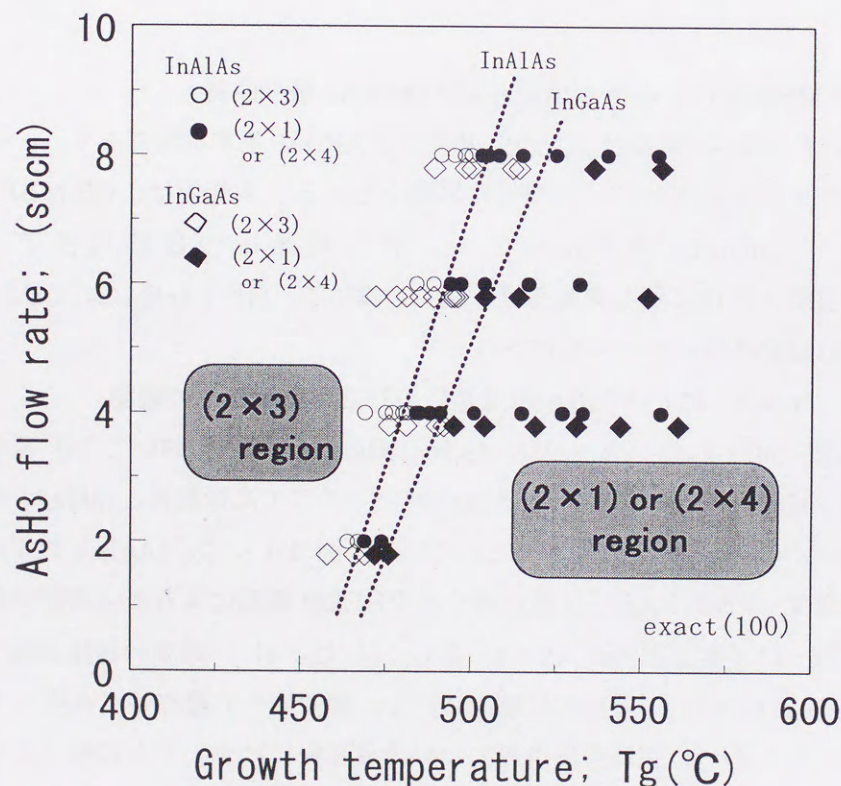
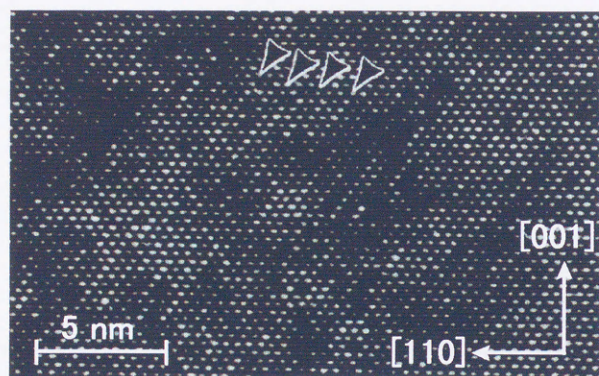


図5-4 GSMBE法InAlAs, InGaAs層の表面再配列構造  
(成長温度およびAsH<sub>3</sub>流量依存性)





InAlAs triple-period NSL

図5-5 (2×3)表面再配列下で成長したInAlAs層の  
高分解能透過電子顕微鏡 (TEM) 観察 [7]  
(Triple period natural superlattice の形成)

表5-1 GSMBE法InAlAs, InGaAs層において観察される自然超格子群 [7]

T <sub>g</sub> (°C)	Surface reconstruction	Ordered structure and ordering direction			
		[111]A	$\bar{1}\bar{1}1$ ]A	$1\bar{1}1$ ]B	$\bar{1}\bar{1}1$ ]B
415	2×3	TP (strong)	TP (strong)	none	none
570	2×1	none	none	CuPt (weak)	CuPt (weak)



### 5-3-2 InAlAs および InGaAs 結晶のバンドギャップ異常

自然超格子結晶が影響を与える物性異常として、バンドギャップ異常の問題が指摘されている。GaInP 結晶においては、CuPt 型がバンドギャップ短波長化を引き起こす事が定量的に観測[8]されている。特に、超格子 APD は超格子構造中のバンド不連続利用を基本原理とする事から、バンドギャップ異常量の定量的把握はデバイス特性把握の観点より重要である。

図 5.6 には、成長温度に対する InAlAs バンドギャップ異常量を示す。ここで基準サンプルは、TEM 観測において無秩序結晶である事が確認された、MOVPE 成長試料[10]である。測定法は、二結晶 X 線回折法により各試料での  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  の  $x$  組成値、室温フォトルミネッセンス法によりバンドギャップを観測し、組成値で更正されたバンドギャップ異常量を導出した。これより、高温域 CuPt 型および低温域 TP 型自然超格子共にバンドギャップ減少（長波長化）を生じており、そのバンドギャップ異常量は CuPt 型 $\sim 30\text{meV}$ 、TP 型 $\sim 80\text{meV}$  程度である。この異常量の差は、TP 型自然超格子が比較的大きなドメイン領域を有している事で定性的に理解される。

InGaAs 系自然超格子に関しても同様の実験がなされているが、そのバンドギャップ異常量は  $10\text{meV}$  以下であり、無秩序結晶との明瞭な差異は観測されていない。これは、InGaAs 系がドメイン領域が少ない傾向と一致する。

以上、InAlAs および InGaAs 結晶の自然超格子形成によるバンドギャップ異常は、特に InAlAs-TP 型結晶において無秩序結晶に比較し  $80\text{meV}$  のバンドギャップ化につながる。超格子 APD において InAlAs 障壁層としての適用を考慮すると、伝導帯バンド不連続によるエネルギーを最大限に供受するためには、高温（或いは低  $\text{AsH}_3$  流量）成長 CuPt 型結晶が有効であると結論付けられる。

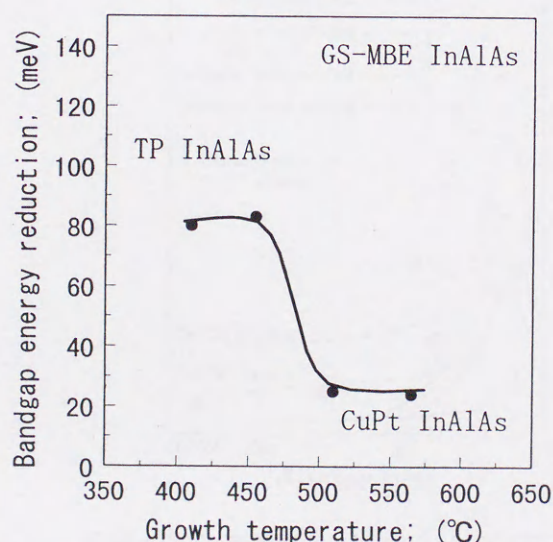


図5-6 GSMBE法InAlAs層のバンドギャップエネルギーの成長温度依存性[7]



### 5-3-3 InGaAs/InAlAs 超格子構造の評価

超格子 APD は、超格子構造中でのバンドオフセットによるエネルギー供給を基本としており、InGaAs/InAlAs 超格子構造の品質確保は最重要である。本論文では、超格子構造の評価手法として、界面ラフネスおよび InAlAs 系ディープレベルの定量的かつ間接的評価法として確立された 2K フォトルミネッセンス (PL) 法[5][10]、および透過電子顕微鏡での観察を行った。

評価試料は、InGaAs/InAlAs 単一量子井戸 (Single Quantum Well: SQW) 多層構造であり、InAlAs 障壁層 500 Å を介在して積層方向に InGaAs 井戸層厚を 80, 40, 20, 10 Å と変化させた構造を有している。成長条件は、超格子 APD 適用を意識して、自然超格子のバンドギャップ 異常の影響を低減する成長温度  $\sim 520^{\circ}\text{C}$ ・AsH<sub>3</sub> 流量  $\sim 4\text{sccm}$  の CuPt 型形成域、かつ InGaAs/InAlAs ヘテロ間には成長中断 (III 族原料を中断する) 時間  $\sim 2$  秒が設けられている。

2K での PL 半値幅の InGaAs 井戸層厚依存性を、図 5.7 に示す。これより、界面品質に敏感な 40 Å 以下の狭井戸領域では、2KPL 半値幅は MOVPE 法と同等[5][10]であり、即ち界面凹凸は実効的に 1 原子層程度で、凹凸サイズはエキシトンサイズの  $1/4 \sim 1/6$  である事が推測される。また、40 Å 以上の広井戸領域では、InAlAs 障壁層のディープレベルに起因した半値幅増大傾向[5][10]も観測されず、InAlAs バルク品質は良好である。図 5.8 には併せて、前記試料の透過電子顕微鏡による断面観察例を示す。原子層オーダーにおいて急峻なヘテロ界面が形成されている事が理解される。

以上より、GS-MBE 法により得られる InGaAs/InAlAs 超格子構造は、CuPt 型領域のもと超格子 APD 適用に十分な結晶品質を有している事が確認された。

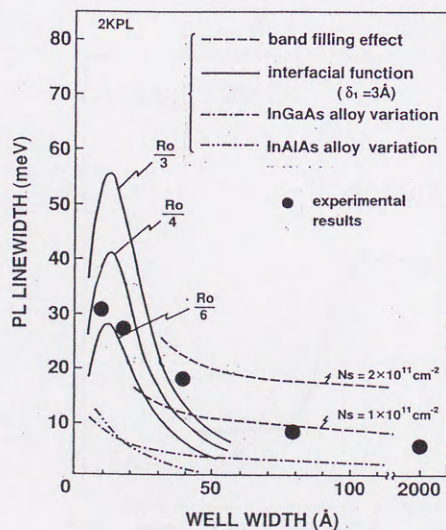


図5-7 GSMBE法 InGaAs/InAlAs SQW構造の2KPL評価  
(井戸層厚 vs スペクトル半値幅)



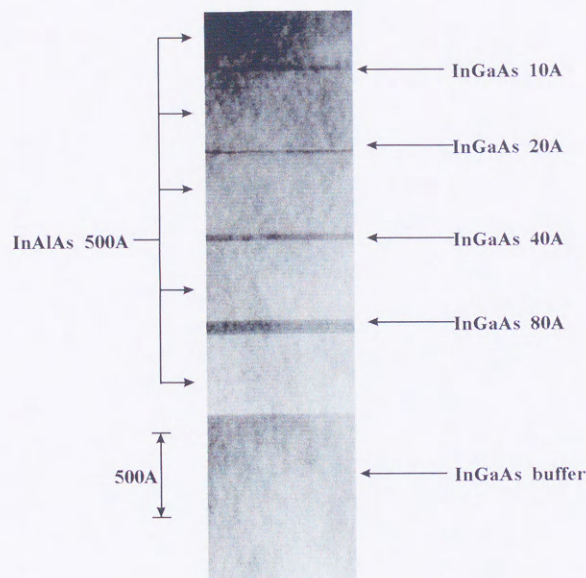


図5-8 GSMBE法InGaAs/InAlAs SQW構造のTEM断面観察例

#### 5-4 GS-MBE 法による InAlAs/InP/InGaAs のバンド構造評価

超格子 APD 実現において、InAlAs/InP/InGaAs のバンド構造を把握する事は重要である。すなわち、InGaAs/InAlAs 超格子構造のバンドオフセット量は、超格子 APD の基本原理である。また、APD の実用構造である光吸収層／増倍層分離型（SAM 型）[6]においては、InP 電界緩和層を介して増倍層とのキャリアの注入・排出がなされる事から、キャリア走行の観点より InP 層とのバンドオフセット量も把握する必要がある。特に、GS-MBE 法により成長される InAlAs, InGaAs 結晶では 5-3 節に述べた様に自然超格子形成の問題もあり、それに伴うバンド構造の変化も懸念される。本節では、これらの問題を背景として、InAlAs/InP/InGaAs バンド構造を実験的に明らかにする。実験は、バンドギャップが限定される InP 二元結晶を基準として、特にバンドギャップ異常が顕著な InAlAs 結晶に注目し InP/InAlAs 超格子構造を作製し、その界面品質評価を通し band- lineup を同定した。ここで、InP/InAlAs 超格子構造の品質改善は、GS-MBE 法における P/As 界面の急峻化にも反映するもので、例えば超格子 APD での InP 電界緩和層形成において貢献する。

##### 5-4-1 InP/InAlAs 超格子構造成長における V 族ガス制御

InP/InAlAs 超格子構造実現での重要な課題として、結晶層の V 族構成元素である P および As のヘテロ界面制御がある。本来 GS-MBE 法において、成長原料はシャッターを介して分子流状態での高速供給・切り替えを基本原理とする。しかしながら、V 族原料ガス化に伴い、①



V族ガス供給装置と GS-MBE 装置間の配管によるガス切り替えの問題、②GS-MBE 装置排気ポンプの処理能力、等が本質的に存在しており、特にV族ガス原料に関してはガス切り替えの最適化を行う必要がある。

図 5.9 には、InP/InAlAs 成長に関し、本実験でのⅢ族およびV族原料の供給工程法を示す。ここで、V族原料においては、 $\text{AsH}_3$ ,  $\text{PH}_3$  切り替えのための成長中断時間が設けられている。図 5.10 には、中断時間  $t(=t_1+t_2)$  が 4sec( $t_1=t_2=2\text{sec}$ )、12sec( $t_1=t_2=6\text{sec}$ )のシーケンスによって得られた InP(95 Å)/InAlAs(75 Å) 20 周期超格子構造の、二結晶 X 線回折法および透過電子顕微鏡 (TEM) による観察例を示す。ここで観測される X 線サテライトピークは、超格子周期構造を反映するものでかつその半値幅は超格子層の急峻性を示す。これより  $t=4\text{sec}$  のサンプルにおいては、サテライトピーク半値幅が大きくかつ TEM 断面観察においてもガス切り替えの不完全性に伴い変成層が出現している。変成層は、InAlAs 成長後の InP 層中に顕著に観察されており、取り込み効率の大きな As 原料の残留によるものである。これに対し、 $t=12$  秒のサンプルにおいてはガス切り替えが改善され、半値幅低減および急峻なヘテロ界面が形成されている事が理解される。

以下、バンド構造を特定するサンプルは、上述のガス切り替え法 ( $t=12\text{sec}$  ( $t_1=t_2=6\text{sec}$ )のシーケンス) に基づき作製された。

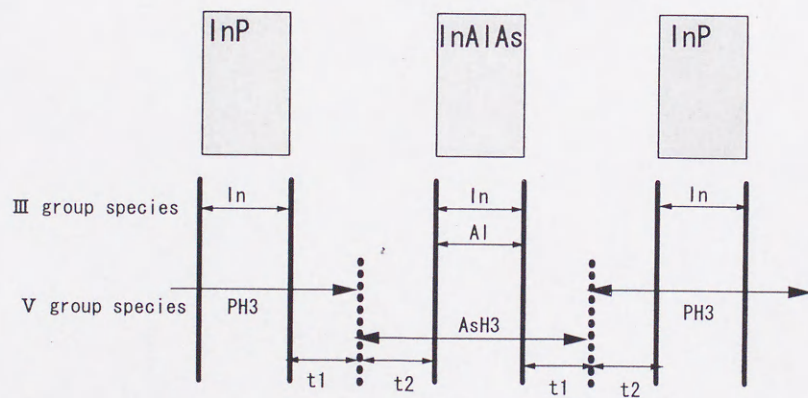


図5-9 InP/InAlAs成長での界面ガス切り替え工程



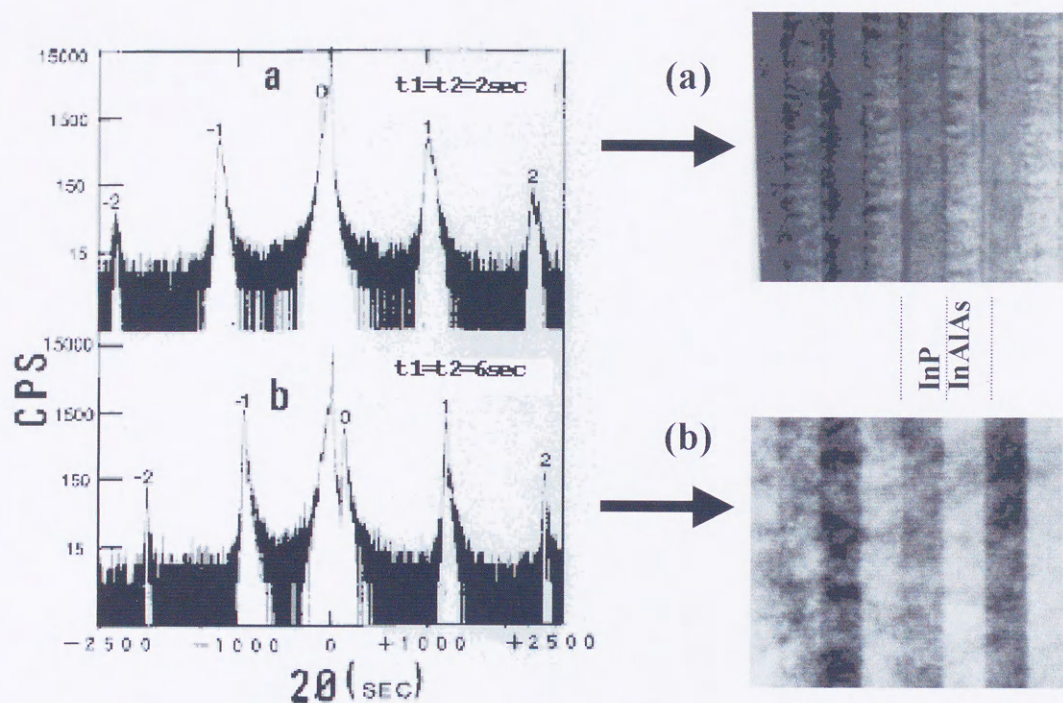


図5-10 InP/InAlAs超格子構造のガス切り替えの影響  
(二結晶X線回折法およびTEM観察)

#### 5-4-2 InP/InAlAs 超格子構造の作製と評価

バンド構造特定のために作製した InP/InAlAs 結晶は、ヘテロ構造は staggered バンド構造 [11] を有し、超格子構造としてはタイプ II 型 [12-22] を示す。タイプ II 型超格子構造は、電子・正孔の空間的分離により特徴的な物性を有する。すなわち、電界効果においては、無電界時には遷移確率が低い、有電界時にはヘテロ近傍での波動関数のオーバーラップにより遷移確率が増大し吸収係数が増加、かつ吸収端波長の blue-shift (短波長化) を生じる。タイプ I 型超格子が井戸層内での波動関数の振る舞いを基本としているのに対し、タイプ II 型超格子は正にヘテロ界面近傍での物性現象である。それゆえ、InP/InAlAs タイプ II 型超格子構造での評価は、P/As 界面品質の間接的な良否判定法であると理解される。

作製した素子は、InP 基板上に  $n^+$ -InP クラッド層、 $i$ -InP (95 Å)/InAlAs (70 Å) 40 周期超格子層、 $p^+$ -InP キャップ層からなる PIN-ダイオード (図 5-11 挿入図) であり、 $M^+$  型構造により 80  $\mu$ m 受光領域を有する。素子は、超格子の実効エネルギーギャップ  $\sim 1.1$  eV (InP 電子井戸層の 1st electron level と InAlAs 正孔井戸層の 1st heavy-hole level 間の遷移エネルギーから決定される) に適う 700 kV/cm 以上のブレイクダウン電界強度を呈しており、結晶品質は良好である。

図 5-11 には、本素子の吸収光電流スペクトルの電界依存性を示す。実験方法は、ハゲン光を



分光器により分光後素子に照射、チョッパ・200Hz 変調のもとロックインアンプにて検出した。バイス電圧 0V ( $E=15\text{ kV/cm}$ : ビルトイン電界は C-V 法により確定) においては、明瞭な 2 つの吸収レベルが観測され、波長 1074nm の吸収は電子井戸層 InP の 1st electron level と正孔井戸層 InAlAs の 1st heavy-hole level 間の遷移 ( $E_{1e-1hh}$ )、992nm の吸収は 2nd electron level と 1st heavy-hole level 間の遷移 ( $E_{2e-1hh}$ ) に対応する。電界印加に伴い、タイプ II 型超格子構造特有の光電流増加および吸収端波長の blue-shift が観測される。InP/InAlAs 構造における明瞭な電界効果の検証は、良好なタイプ II 超格子構造即ち急峻なる P/As 界面が形成されている事を示唆している。

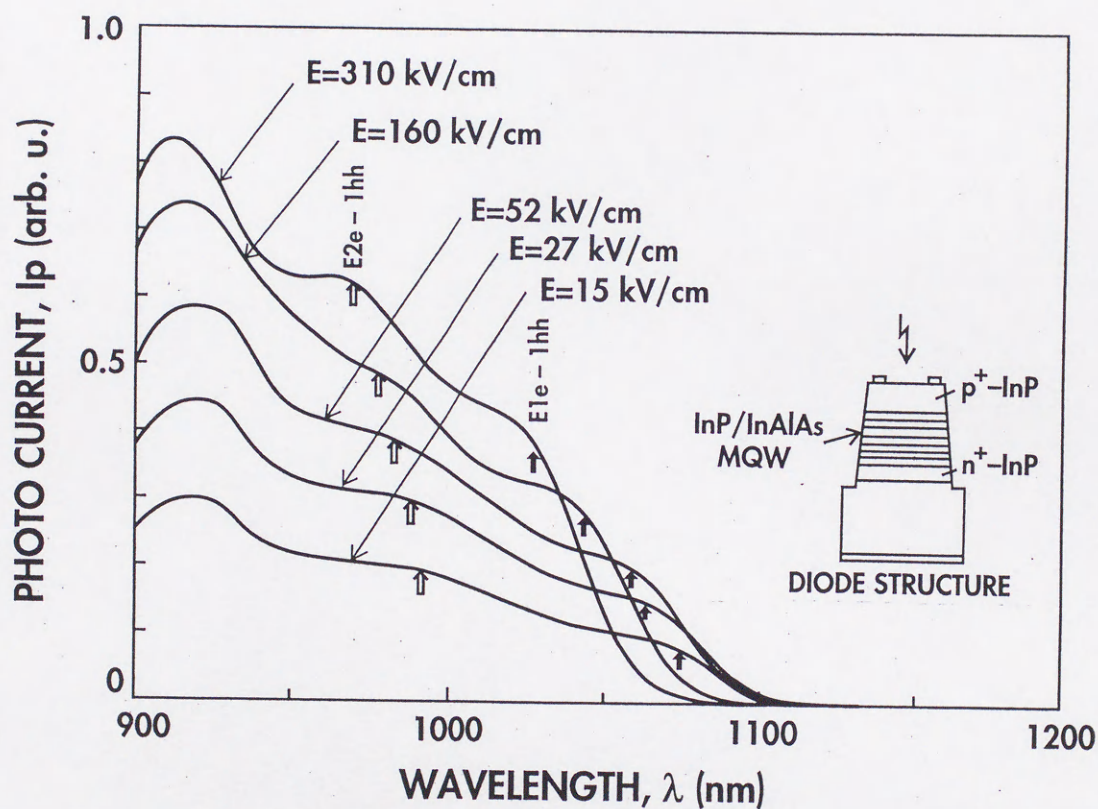


図5-11 InP/InAlAs超格子構造ダイオードの光電流と電界強度依存性  
(挿入図: 作製したInP/InAlAs超格子構造ダイオードの構造図)



### 5-4-3 InAlAs/InP/InGaAs バンド構造の評価

InAlGaAs 系超格子 APD 実現において、InAlAs/InP/InGaAs バンド構造の定量的把握はデバイス特性上重要である。これまで、超格子 APD の基本原理をなす InGaAs/InAlAs のバンド不連続量に関しては、伝導帯バンド不連続量 ( $\Delta E_c$ )  $\sim 0.5\text{eV}$ 、価電子帯バンド不連続量 ( $\Delta E_v$ )  $\sim 0.2\text{eV}$  である事が報告[23]されている。しかしながら、GS-MBE 法においては自然超格子の形成問題があり、それに伴い InAlAs 結晶では特に大きなバンドギャップ異常も観測されている。それゆえ、新たに InAlAs/InP/InGaAs バンド構造を確定する必要がある。実験手法としては、まずバンドギャップが限定される InP 二元結晶を基準として InAlAs/InP、InP/InGaAs 間でのバンド構造同定を行い、band transitivity rule に基づき InAlAs/InP/InGaAs band-lineup を確定した。

InP/InAlAs バンド不連続量は、図 5.11 の光電流測定において得られたバイアス電圧 0V 時の  $E_{1e-1hh}$  と  $E_{2e-1hh}$  遷移波長を、有限ポテンシャル近似計算にフィッティングし伝導帯バンド不連続  $\Delta E_c$  を確定した。図 5.12 には、 $\Delta E_c$  量に対する  $E_{1e-1hh}$ 、 $E_{1e-1lh}$ 、 $E_{2e-1hh}$ 、 $E_{2e-2hh}$  遷移波長の計算値および光電流測定より得られた実験値を示す。InP のバンドギャップは  $1.37\text{eV}$ 、InAlAs は実験値より  $1.44\text{eV}$  (CuPt 型自然超格子) としている。実験結果は  $\Delta E_c \sim 0.33\text{eV}$  において良く説明され、これより伝導帯バンド不連続  $\Delta E_c \sim 0.33\text{eV}$ 、価電子帯バンド不連続  $\Delta E_v \sim 0.26\text{eV}$  が確定された。

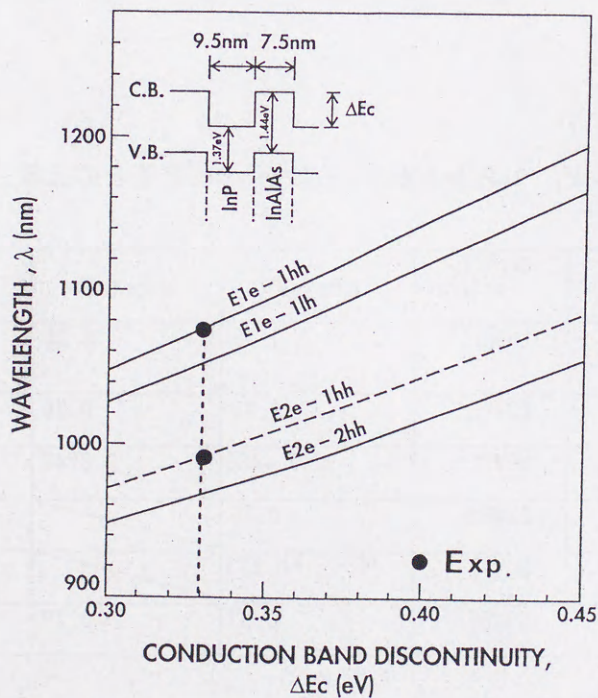


図5-12 InP/InAlAs超格子構造における伝導帯バンド不連続量と量子準位間遷移の関係  
(黒丸は、図5-11から求められた実験値)



表 5.2 には、これまで報告された InP/InAlAs バンド不連続量との比較を示す。ここで、成長法により不連続量は相違しており、本実験により得られた値は同じく GSMBE 法で作製された Y. Kawamura 等[19]の結果と近い。MOVPE 結晶においては、概して 0.4eV 程度の大きな値を示している。これは、MOVPE 法結晶においては自然超格子が形成されている可能性が小さい事も関与しているが、一方で MOVPE 法特有のガス切り替え問題もある。即ち、MOVPE 法においては高 V/Ⅲ比（一般的には InAlAs 系 MOVPE では結晶性を確保するために V/Ⅲ>100 である[10])を確保するために V 族原料のガスは多量であり、それゆえガス切り替え最適化に本質的困難さがある。特に InAlAs から InP 層への切り替え時には、AsH<sub>3</sub>ガスが残存し InP 中に InAsP ナローバンドギャップ変成層が生じている可能性がある。このため、InP/InAlAs 伝導帯バンド不連続を過大評価している可能性が大きい。本推定の根拠は、GSMBE 法においてガス切り替えが TEM 評価等により十分でないと判断される試料において、伝導帯バンド不連続量が大きな値が得られた実験経緯に基づいている。本実験に適用した試料は、図 5.10 によりガス切り替えが最適化されたウェーハである。

InP/InGaAs バンド不連続量に関しては、InGaAs/InP 単一量子井戸構造を作製、PL 法によるピークエネルギー量の井戸層厚依存性より特定した。その結果、InGaAs 結晶では自然超格子ドメイン領域形成が微弱でありバンドギャップ異常は殆ど観測されない事を反映し、従来報告されているバンド不連続比 $\Delta E_c/\Delta E_v \sim 0.22(eV)/0.385(eV)$ で実験値と整合した。

表5-2 InP/InAlAs バンドオフセットの従来値との比較

	Growth method	$\Delta E_c$ (eV)	$\Delta E_v$ (eV)	year	reference number
H. Kromer, et. al.,	theory	0.38	0.26	1982	[11]
L. Aina, et. al.,	MOVPE	0.39	0.29	1988	[13]
R. Bhat, . et. al.,	MOVPE	0.4488	0.3243	1991	[14]
Y. Kawamura, et. al.,	GSMBE	0.35		1992	[19]
E. Lugagne-Deplon, et. al.,	MOVPE	0.413		1992	[18]
This study (本論文)	GSMBE	0.33	0.26	1993	



以上より、決定された InAlAs/InP/InGaAs band-lineup を図 5.13 に示す。これより InAlAs/InGaAs バンド構造は、band transitivity rule に従い伝導帯バンド不連続 $\Delta E_c \sim 0.55\text{eV}$ 、価電子帯バンド不連続 $\Delta E_v \sim 0.125\text{eV}$ が決定される。本実験値は、従来報告値[23] ( $\Delta E_c \sim 0.5\text{eV}$ 、 $\Delta E_v \sim 0.2\text{eV}$ ) に比較して伝導帯バンド不連続 $\Delta E_c$ を増加させるもので、超格子 APD 原理の上では優位な方向である。

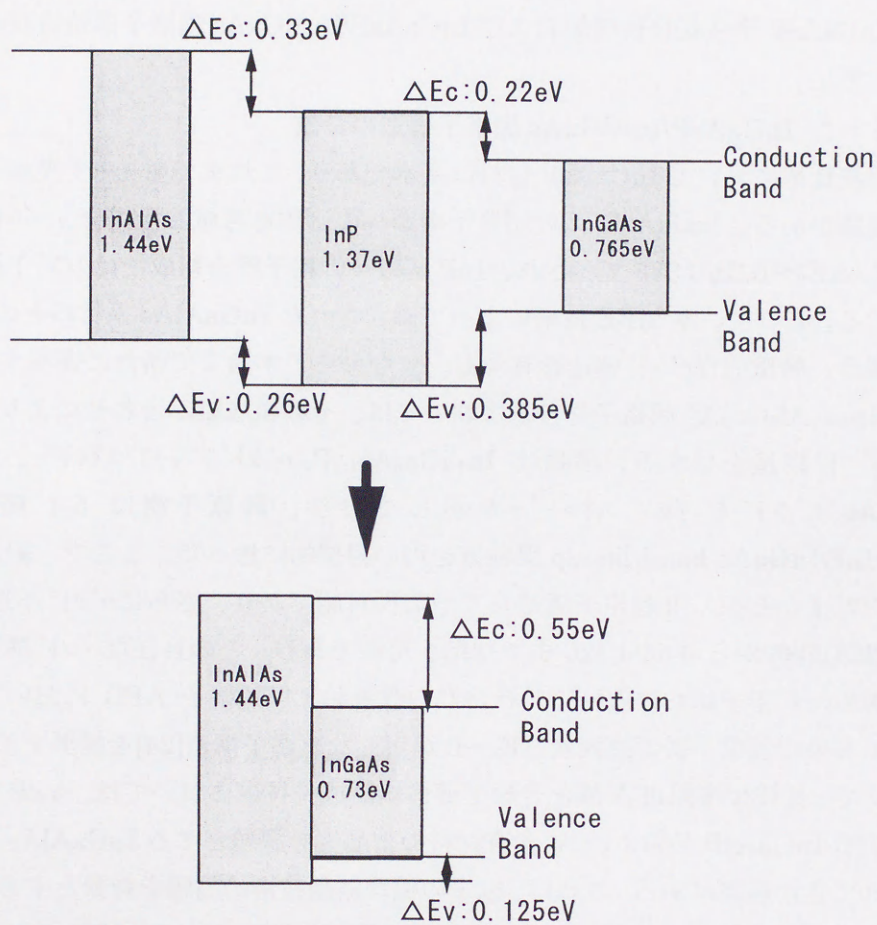


図5-13 予測されたInAlAs/InP/InGaAs band-lineup



### 5-5 InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の提案

InP 基板上に格子整合した InGaAsP 系材料は、これまで長波長光デバイスの基本材料として開発されてきた経緯がある。本論文の GS-MBE 技術においては、超格子 APD の基本材料として InAlGaAs 系材料を構築したが、これに InGaAsP 系をコンベネーションする事により特徴的なバント構造が可能となる。本節では、高制御 GS-MBE 成長技術の特徴を生かした、新たな光デバイス材料として InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造を提案し、かつ GS-MBE 法による InGaAsP 系成長技術構築および InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造自在成長技術について述べる。

#### 5-5-1 InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の特徴

光通信波長帯において InGaAsP 材料は基本であり、これまで発光・受光素子に適用されてきた経緯がある。InGaAsP 系の超格子構造への適用を考慮した場合、バント不連続配分比は  $\Delta E_c/\Delta E_v \sim 0.22/0.385$  で示され、InP 基板への格子整合組成ではタイプ I 超格子構造を常に生じる。ここで、本 MBE 技術によって確立された InGaAlAs 系材料とのコンベネーションを考えた場合、特徴的なバント構造を有する。すなわち、本論文で新たに提案する  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}/\text{In}_{1-s}\text{pAl}_s\text{Ga}_p\text{As}$  超格子材料系においては、その組成組み合わせにより図 5.14 に示す様なバント構造を呈する。横軸は  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}$  バントギャップエネルギー、縦軸は  $\text{In}_{1-s}\text{pAl}_s\text{Ga}_p\text{As}$  バントギャップエネルギーを示しており、計算予測は 5-4 節で確定した InAlAs/InP/InGaAs band-lineup 実験値を用い線型的に扱った。ここで、組成組み合わせによりタイプ I からタイプ II 超格子構造までが実現可能であり、さらにバント不連続比  $\Delta E_c/\Delta E_v$  も 0.22/0.385 から 0.55/0.125 まで制御が可能である。この自在なバント構造制御は、例えば半導体レーザ素子におけるキャリアダイナミクスの改善および超格子 APD において正孔バールアップ抑制に有効な価電子帯不連続量  $\Delta E_v \sim 0$  が可能な超格子構造[24]を提供する。

これまで、長波長帯用 III-V 族化合物半導体結晶成長技術においては、As/P 系 V 族制御を課題とする InGaAsP 系および Al 含有材料の結晶性を課題とする InGaAlAs 系が、別々に開発されてきた経緯がある。これは、以下の様な結晶技術的問題を背景とする。即ち、1980 年代までの熱平衡律速を特徴とする液相成長 (LPE) 或いはハゲン輸送気相成長 (クロライト VPE、ハイドロライト VPE) 技術においては、In と Al の結晶取り込み率が二桁違う事により InGaAlAs 系 III 族組成制御が困難であるという本質的な問題があった。さらに、1990 年代の主流技術である有機金属気相成長 (MOVPE) 法においては、原料ガス化および原料供給律速反応により III-V 族混晶制御に優れるが、一方で残留酸素により Al 系結晶の高品質化は容易ではない。また、原子層オーダーの吸着・脱離がメカニズムである分子線結晶成長 (MBE) 技術では、薄膜制御性で優位でありかつ高純度メタル原料のもと Al 系結晶品質にも実績があるが、P (燐) 系材料の制御性に起因し V 族組成制御に本質的問題がある。

ここで、本論文で構築した GS-MBE 法は、III 族をメタル・V 族をガス化する事を特徴としており、MOVPE 法の (III-V 族) 混晶制御性、MBE 法の高純度 Al 系含有結晶および薄膜制御性等の両者の特長を併せ持つ。提案された光通信波長帯の新材料である  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}$



$\text{Py}/\text{In}_{1-s}\text{Al}_s\text{Ga}_p\text{As}$  超格子構造は、高制御 GS-MBE 法により初めて実現可能となる材料系である。

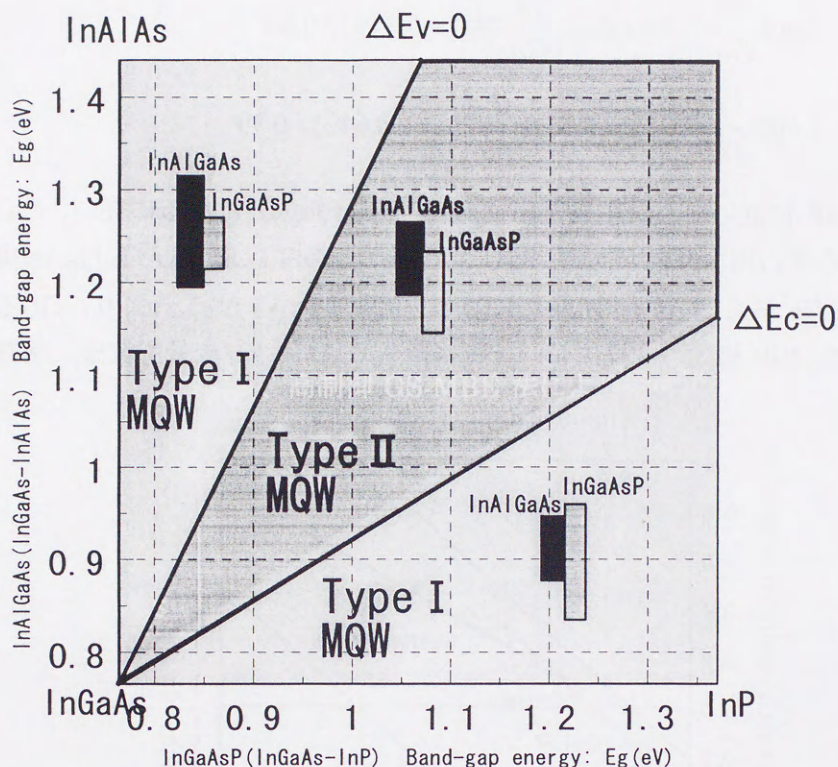


図5-14 InGaAsP/InAlGaAs超格子材料のバンド構造図

#### 5-5-2 GS-MBE 法による InGaAsP 層の成長

GS-MBE 法は、Ⅲ族原料を In, Ga 金属原料、Ⅴ族原料を  $\text{AsH}_3, \text{PH}_3$  でガス化する事により InGaAsP 系結晶成長が可能な成長法である。In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> 結晶は、格子定数  $a$  およびバンドギャップエネルギー  $E_g$  とすると、Vegard の法則および三元混晶系ボーイングファクターを四元混晶系に拡張する事により次式[25]で示される。

$$a = 5.8694 + 0.1887y - 0.4184(1-x) + 0.0137(1-x)y$$

$$E_g = 1.35 - y + 1.4(1-x) - 0.33(1-x)y - (0.758 - 0.28y)x(1-x) - (0.101 + 0.109(1-x))y(1-y) \quad (5-1)$$

ここで、GS-MBE 法によって得られた InP 基板上 In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> 層に対し、バンドギャップエネルギーを室温 PL 法、格子定数を二結晶 X 線回折法により導出し、 $x$  および  $y$  組成の厳密決定が可能である。



図 5.15 にはⅢ族（金属）原料供給フラックス比（ $=\text{In}_{\text{flux}}/\text{Ga}_{\text{flux}}$ ）とⅢ族固相比（ $\text{In}/\text{Ga}=x/(1-x)$ ）の関係、図 5.16 にはⅤ族（ガス）原料供給流量比（ $\text{PH}_3\text{flow}/\text{AsH}_3\text{flow}$ ）とⅤ族固相比（ $\text{P}/\text{As}=(1-y)/y$ ）の関係を示す。これより、本 GS-MBE 装置での In/Ga および P/As 取り込み比率は以下の式で表記できる。

$$\begin{aligned}\text{Log}\left(\frac{\text{In}_{\text{flux}}}{\text{Ga}_{\text{flux}}}\right) &= (\text{Log}\left(\frac{\text{In}_{\text{solid}}}{\text{Ga}_{\text{solid}}}\right) + 0.049) / 0.63 \\ \text{Log}\left(\frac{\text{PH}_3\text{flow}}{\text{AsH}_3\text{flow}}\right) &= (\text{Log}\left(\frac{\text{P}_{\text{solid}}}{\text{As}_{\text{solid}}}\right) + 0.643) / 0.39\end{aligned}\quad (5-2)$$

ここで、InP に近い短波長組成（In および P リッチ組成）になるに従い、Ga 取り込み率、As 取り込み率の増大傾向がある。特に、As 取り込み率は増大し、InGaAs 組成に近い長波長組成域（Ga および As リッチ組成）に対し十倍程度大きい。これより、GS-MBE 法では、短波長 InGaAsP 組成の成長において特に微量の  $\text{AsH}_3$  ガス流量を精確に制御する必要がある。

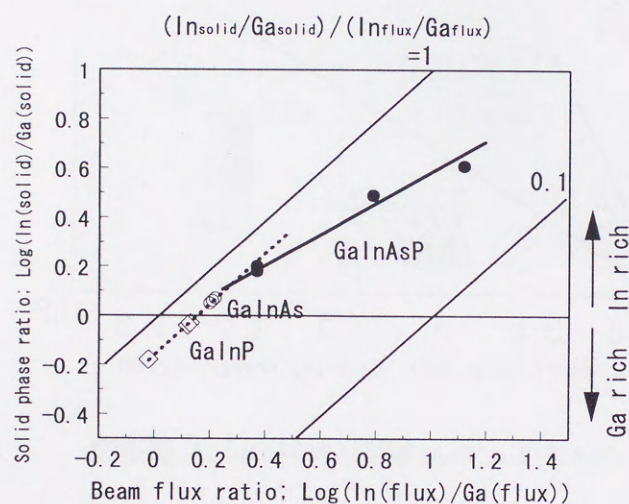


図5-15 GSMBE法InGaAsP成長におけるⅢ族原料（In, Ga）取り込み率

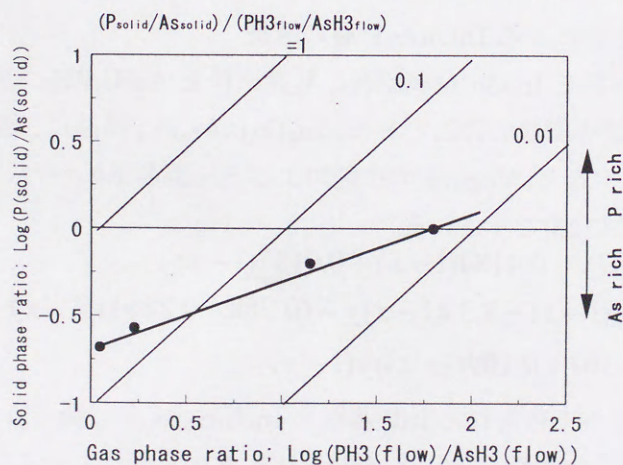


図5-16 GSMBE法InGaAsP成長におけるⅤ族原料（As, P）取り込み率



一方、GS-MBE 法における InGaAsP 成長においては、結晶表面において As および P 原子の吸着・脱離が成長温度に敏感[26][27]となり、V 族原子種の表面不安定状態が均質成長を阻害する事が予測される。図 5.17 には、RHEED 観測による InGaAsP 表面再配列構造の成長温度・PH<sub>3</sub>流量依存性を示す。成長温度増加により V 族安定化面 (2×4) から III 族安定化面 (4×2) 或いはスポット状パターンに転移する。またこの表面構造転移温度 T<sub>st</sub> は、P 圧増加 (PH<sub>3</sub> 流量増加) に伴い高温側にシフトする。図 5.18 には、表面構造転移温度 T<sub>st</sub> の InGaAsP 組成依存性を示す。InGaAs に近い長波長組成域 (As-rich 組成領域) では T<sub>st</sub> ~500℃であるが、InP に近い短波長組成域 (P-rich 組成領域) になるに従い高温化 (>550℃) する傾向を有する。さらに、長波長組成域では明確な III 族安定面 (4×2) への転移ではなく、二次元成長破綻を示唆するスポット状パターンに変化する傾向であった。本実験事実、特に長波長組成の InGaAsP 成長においては、表面構造が不安定な事より均質成長が破綻しやすい傾向を示唆する。

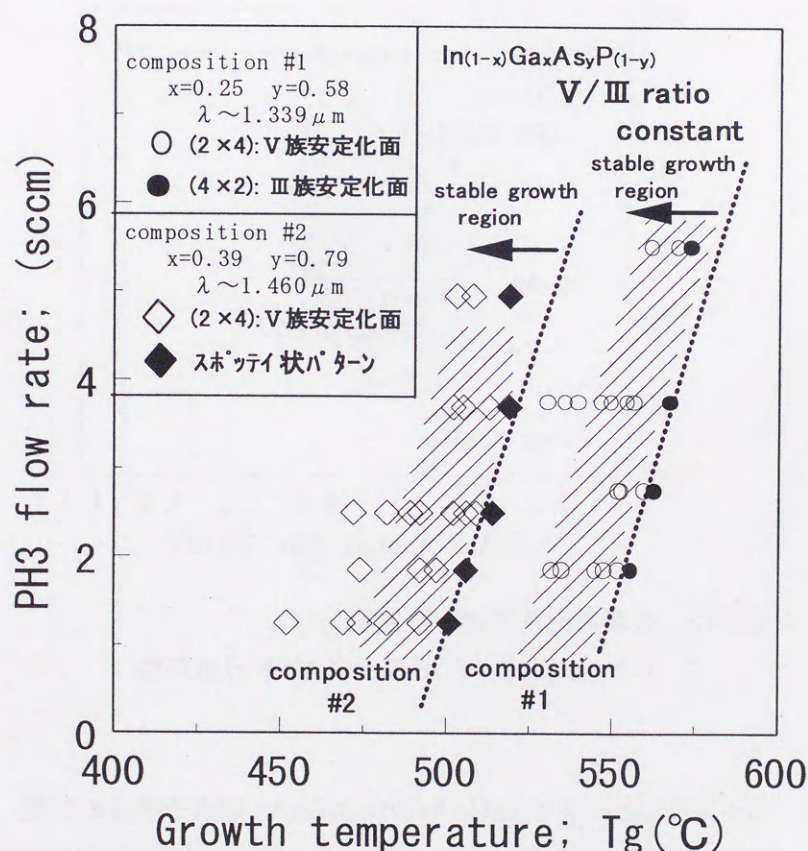


図5-17 GSMBE法 InGaAsP 層の表面再配列構造  
 (成長温度および PH<sub>3</sub> 流量依存性)



この様な InGaAsP 表面構造の組成依存性は、定性的には As および P 原子の表面脱離の相違で理解される。即ち、P 原子はⅢ族原子との結合エネルギーが As 原子に比較し小さいために、成長温度増加に伴い脱離現象が促進される。ここで、短波長組成域の成長条件は高 P 圧比であるため P 原子脱離を抑制し、比較的高温まで表面構造は安定である。一方、長波長組成域では低 P 圧比により P 原子が脱離し、さらに結合エネルギーの大きい As 原子との置換が促進される。そのため、表面構造が不安定になり均質成長が阻害されると考えられる。

以上、GS-MBE 法における InGaAsP 成長においては、表面構造の安定を得るための成長温度および V 族ガス流量の最適条件域を把握し、かつ組成に見合うⅢ族原料および V 族原料を供給する事により成長が可能となる。

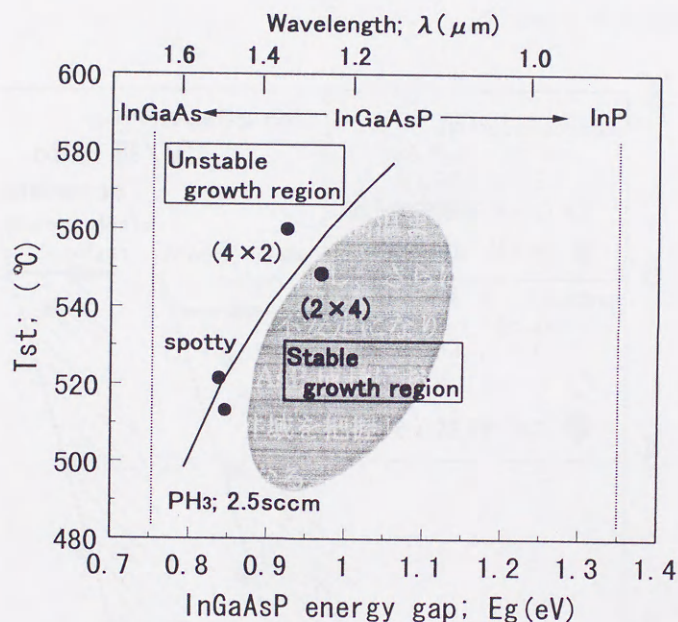


図5-18 表面再配列構造遷移温度 $T_{st}$ の  
InGaAsP組成 (バンドギャップエネルギー) 依存性

### 5-5-3 GS-MBE 法による InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の作製

構築された成長技術により、提案する InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の作製を行った。基本成長条件は、InAlGaAs 系は自然超格子形成が微弱な CuPt 型域 (表面構造 $(2 \times 4)$ 或いは $(2 \times 1)$ 域)、InGaAsP 系は表面構造が安定な $(2 \times 4)$ 域になるように、成長温度および V 族流量等を調整した。さらに、超格子界面形成に関しては、InP/InAlAs 超格子構造で最適化された P/As 系ガスの切り替え手法に従った。

図 5-19 には、固相組成の異なる  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y/\text{In}_{1-s}\text{Al}_s\text{Ga}_p\text{As}$  超格子構造 3 サンプルのフォ



フォトミネッセンス発光を示す。ここで、#1, #2 サンプルはタイプ II 超格子構造、#3 サンプルはタイプ I 超格子構造を有する。各々のピーク波長値は、有限ポテンシャル近似法から予測される 1st electron level - 1st heavy-hole level 間の遷移エネルギー値と整合している。さらに、各サンプルにおいて光透過測定法を行い、サンプル#1, #2 においてはタイプ II 超格子特有の電子・正孔の空間的分離による緩慢なエキシトン遷移を有している事が、#3 サンプルではタイプ I 超格子を反映して明瞭なエキシトンおよび各準位間での遷移が観測された。

以上、本節で確立された成長技術のもと、 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}/\text{In}_{1-s}\text{Al}_s\text{Ga}_p\text{As}$  超格子構造の自在成長が可能となった。

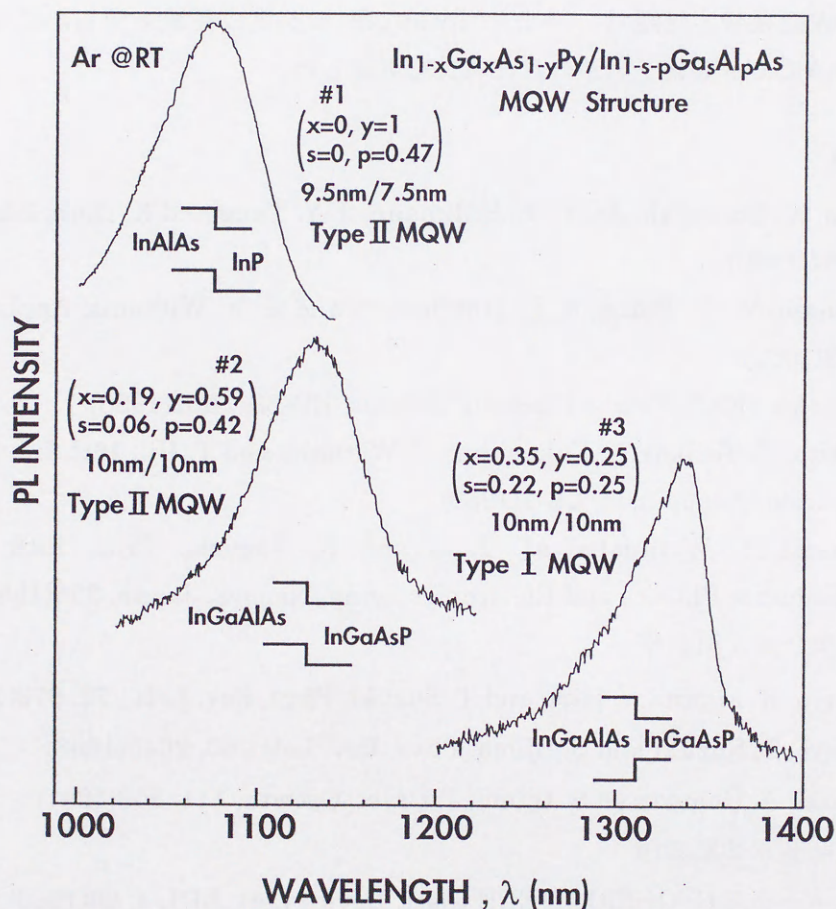


図5-19  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}/\text{In}_{1-s}\text{Al}_p\text{As}$ 超格子構造のフォトミネッセンススペクトル

#1 :  $(x=0, y=1, s=0, p=0.48, 9.5/7.5\text{nm}, 40\text{periods})$

#2 :  $(x=0.19, y=0.59, s=0.06, p=0.42, 10/10\text{nm}, 12\text{periods})$

#3 :  $(x=0.35, y=0.25, s=0.22, p=0.25, 10/10\text{nm}, 20\text{periods})$



## 5-6 本章のまとめ

本章では、InAlGaAs 超格子 APD 高性能化のために重要な、高制御性を有する GS-MBE 技術構築について論じた。GS-MBE 法による InAlGaAs 結晶は、成長温度および V/III 比により異なった表面最配列構造を呈し、As 圧に依存して CuPt 型、TP 型の自然超格子を形成かつバンドギャップ異常が生じる事を観測した。InGaAs/InAlAs 超格子構造評価では、2K フォトリソ法および TEM 観察より良好な結晶品質を確認した。また、InP/InAlAs 超格子構造の評価実験を通し、超格子 APD 実現に重要な As/P 界面制御および InAlAs/InP/InGaAs 系 band-lineup を確定した。これより InAlAs/InGaAs 構造では、伝導帯バンド不連続  $\Delta E_c \sim 0.55\text{eV}$ 、価電子帯バンド不連続  $\Delta E_v \sim 0.125\text{eV}$  である事が導出された。

さらに、高制御 GS-MBE 成長技術の帰結として、新たな光デバイス材料である InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造を提案、その特徴的なバンド構造自在制御について予測した。さらに、V 族原子の表面吸着・脱離メカニズムより InGaAsP の安定成長域を明らかにし、提案する InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の自在成長を実証した。

### (参考文献)

- 1) R. Chin, N. Holonyak, Jr., G. E. Stillmann, J. Y. Tang and K. Hess, Electron. Lett., 16, 467(1980)
- 2) F. Capasso, W. T. Tsang, A. L. Hutchinson and G. F. Williams, Appl. Phys. Lett., 40, 38(1982)
- 3) K. Brenann, IEEE. Trans. Electron. Devices, ED-33, 1502(1986)
- 4) K. Makita, T. Torikai, K. Fukushima, I. Watanabe and T. Uji, 16th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, LB-3(1989)
- 5) K. Makita, I. Watanabe, M. Tsuji and K. Taguchi, Proc. 10th. Rec. Alloy Semiconductor Physics and Electronics Symp, Nagoya, Japan, 335(1991)
- 6) 本論文第 3 章 4 節参照
- 7) A. Gomyo, K. Makita, I. Hino and T. Suzuki, Phys. Rev. Lett., 72, 673(1994)
- 8) A. Gomyo, T. Suzuki and S. Iijima, Phys. Rev. Lett., 60, 2645(1988)
- 9) T. Suzuki, A. Gomyo and S. Iijima, J. Cryst. Growth, 111, 353(1991)
- 10) 本論文第 3 章 2 節参照
- 11) H. Kromer and G. Griffiths, IEEE Elect. Device Lett., EDL-4, 20(1983)
- 12) E. J. Caine and S. Subbanna, H. Kromer, J. L. Merz and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett., 45, 1123(1984)
- 13) L. Aina, M. Mattingly and L. Stecker, Appl. Phys. Lett., 53, 1620(1988)
- 14) R. Bhat, M. A. Koza, K. Kash, S. J. Allen, W. P. Hong, S. A. Schwartz, G. K. Chang and P. Lin, J. Crystal Growth, 108, 441(1991)



- 15) M.J.S.P.Brasil, R. E. Nahory, W. E. Quinn, M. C. Tamargo and H. H. Farrell, Appl.Phys.Lett., 60, 1981(1992)
- 16) J. C. P. Chang, T. P. Chin, K. L. Kavanagh and C. W. Tu, Appl. Phys. Lett, 58, 1530(1991)
- 17) E. Lugagne-Delpon, P. Voison, J. P. Vieren, M. Voos, J. P. Andre and J. N. Patillon, Semicond. Sci. Technol., 7, 524(1992)
- 18) E. Lugagne-Delpon, P. Voison, M. Voos and J. P. Andre, Appl. Phys. Lett., 60, 3087(1992)
- 19) Y. Kawamura and H. Iwamura, Jap. J. Appl. Phys., 31, L1733(1992)
- 20) H. Kobayashi, Y. Kawamura and H. Iwamura, Jap. J. Appl. Phys., 32, 548(1993)
- 21) Y. Kawamura, H. Kobayashi and H. Iwamura, Jap. J. Appl. Phys., 33, L79(1994)
- 22) H. Kobayashi, Y. Kawamura and H. Iwamura, Jap. J. Appl. Phys., 33, 887(1994)
- 23) R. People, K. W. Wecht, K. Alavi and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett., 43, 118(1983)
- 24) T. Kagawa, Y. Kawamura, and H. Iwamura, IEEE J. Quantum Electron., 28, 1419(1992)
- 25) R. L. Moon, G. A. Antypas and L. W. James, J. Electron. Mater., 3, 625(1974)
- 26) K. Tappura, J. Cryst. Growth, 123, 133(1992)
- 27) K. Tappura and J. Laurila, J. Cryst. Growth, 131, 309(1993)



## 第6章 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の設計・試作と評価

### 6-1 緒言

超格子 APD [1][2][3][4][5] は、超格子構造のバンド不連続をイオン化エネルギーとして取り込む事によりイオン化率比が改善、高速・低雑音特性に優れる。中でも、InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD [6] は、超格子 APD の基本原理に加え、InAlGaAs 四元井戸構造の採用による低暗電流特性を特徴としており、2.5~10Gb/s の次世代高感度受光素子として期待されている。本章では、超格子 APD 特性の統一的な理解および設計技術の確度を高めるために超格子 APD シミュレータ構築を行い、特に 10Gb/s システム適用素子に注視し最適設計指針の明確化を行う。さらに、ガスマル分子線結晶成長 (GS-MBE) 法による製作手法について述べ、試作された 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の特性について論じる。最後に、実現された InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の位置づけを明確にすると共に高速性能限界について考察する。

### 6-2 超格子 APD 設計理論

超格子 APD 設計を行う上で重要な事は、超格子増倍層におけるイオン化率の確定である。本節では、まずバルク結晶中でのイオン化理論および実験値に基づき、InAlGaAs/InAlAs 超格子構造でのイオン化率式を確定する。シミュレーションは、増倍・雑音特性を McIntyre の表式 [7] に基づき、感度・帯域特性を R. G. Smith and S. D. Personick の手法 [8] に基づき、行った。本シミュレータにより得られた結果は、超格子増倍層厚に対するブレークダウン電界強度依存性等の実験値とほぼ定量的に整合しており、正当性が確認されている。

#### 6-2-1 InAlGaAs/InAlAs 超格子構造のイオン化率

InAlGaAs/InAlAs 超格子 APD は、InAlGaAs 四元井戸構造によるワイドギャップ化により超格子増倍層中でのトンネル電流抑圧に有効である。シミュレーションを行う上で、特に InAlGaAs/InAlAs 超格子層のイオン化率を正確に把握しておく事は重要である。これに対し、M. Tsuji 等 [9] は MOVPE により作製した InAlGaAs/InAlAs 超格子構造素子において電子および正孔の純粋キャリア注入増倍特性を観測し、四元井戸超格子増倍層に対し、以下の様な表式を導出している。

$$\begin{aligned}\alpha &= 1.53 \times 10^7 \exp(-3.52 \times 10^6 / E) \\ \beta &= 1.24 \times 10^7 \exp(-3.93 \times 10^6 / E)\end{aligned}\tag{6-1}$$

In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As(120 Å)/In<sub>0.53</sub>Al<sub>0.19</sub>Ga<sub>0.28</sub>As(80 Å : Eg~1.06eV)超格子増倍層

ここで上記イオン化率表式の妥当性を検討するために、Y. Okuto 等のバルクイオン化率経験式 [10] を超格子構造に拡大適用したイオン化率予測法 [11] との整合性を検討した。Y. Okuto 等によれば、バルク中での電子および正孔のイオン化率  $\alpha$ 、 $\beta$  は、イオン化エネルギー ( $E_{\text{ith}}$ )、フォノン散乱エネルギー ( $E_R$ ) およびフォノン散乱に關与する平均自由行程 ( $\lambda$ ) の三項により、次式 (Okuto-Crowell の式)



で表記される。

$$\alpha, \beta = \frac{qE}{E_{ith}} \exp \left\{ 0.217 \left( \frac{E_{ith}}{E_R} \right)^{1.14} - \left[ 0.217 \left( \frac{E_{ith}}{E_R} \right)^{1.14} \right]^2 + \left( \frac{E_{ith}}{qE\lambda} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (6-2)$$

ここで、上述の Okuto-Crowell の式の超格子構造への適用は、以下の手法に従う。

まず、超格子層を形成する InAlGaAs バル層[9]および InAlAs バル層[12]のイオン化率実験値を Y.Okuto 等の式にフィッティングしイオン化エネルギー( $E_{ith}$ )、フォノン散乱エネルギー( $E_R$ )を与え、平均自由行程( $\lambda$ )の電界強度依存性を確定する。表 6.1 には、各バル層のイオン化率実験値および各パラメータを示す。次に、実際の超格子構造の量子準位エネルギー値を有限ポテンシャル法により推測し、かつ前述の各パラメータ値を適用する事によって、超格子構造でのイオン化率を求める。ここで、超格子井戸層中でのイオン化しきい値エネルギーに関し、超格子 APD の原理に基づきバンド不連続量  $\Delta E_C$ 、 $\Delta E_V$  および量子準位エネルギー  $E_{1e}$ 、 $E_{1hh}$  を取り組んだ次式に従った。

$$\begin{aligned} E_{ith}(\text{電子}) &= E_g \times 1.5 - \Delta E_C + E_{1e} \\ E_{ith}(\text{正孔}) &= E_g \times 1.5 - \Delta E_V + E_{1hh} \end{aligned} \quad (6-3)$$

これらより、超格子構造におけるイオン化率  $\alpha_{SL}$ 、 $\beta_{SL}$  は、Y.Okuto 等の表式に基づいた井戸層中でのイオン化率  $\alpha_{well}$ 、 $\beta_{well}$  および障壁層中でのイオン化率  $\alpha_{barrier}$ 、 $\beta_{barrier}$  を用い、かつ井戸層幅  $L_{well}$ 、障壁層幅  $L_{barrier}$  とすると次式[13]で示される。

$$\begin{aligned} \alpha_{SL} &= \frac{L_{well} \alpha_{well} + D L_{barrier} \alpha_{barrier}}{L_{well} + L_{barrier}} \\ \beta_{SL} &= \frac{L_{well} \beta_{well} + D L_{barrier} \beta_{barrier}}{L_{well} + L_{barrier}} \end{aligned} \quad (6-4)$$

(注) D は、障壁層の Dead-Space 効果を考慮したファクター

表6-1 InAlGaAsバル層のイオン化率式および物性定数

InAlGaAsイオン化率[9]、InAlAsイオン化率[12]

	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.24</sub> Ga <sub>0.24</sub> As	In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As
エネルギーギャップ ( $E_g$ )	1.13eV	1.49eV
イオン化しきい値エネルギー ( $E_{ith}$ )	1.695eV	2.235eV
フォノン散乱エネルギー ( $E_R$ )	0.038eV	0.041eV
イオン化率実験値	$\alpha = 2.29 \times 10^7 \exp(-3.39 \times 10^6/E)$ $\beta = 1.42 \times 10^7 \exp(-3.73 \times 10^6/E)$	$\alpha = 8.6 \times 10^6 \exp(-3.5 \times 10^6/E)$ $\beta = 2.3 \times 10^7 \exp(-4.5 \times 10^6/E)$

(注) イオン化しきい値エネルギーはエネルギーギャップの1.5倍とした。

フォノン散乱エネルギーは、既存値 InAlAs 0.041 eV、InGaAs 0.0327 eV の線型近似による。



図 6.1 に、本予測法に従い求められた  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}(120\text{Å})/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.19}\text{Ga}_{0.28}\text{As}(80\text{Å})$  ( $E_g \sim 1.06\text{eV}$ ) 超格子構造のイオン化率予測値 ( $D=0$ ) および実験的に求められたイオン化率値 (6.1 式) を示す。ここで  $D$  値は  $\text{InAlAs}$  障壁層中でのイオン化を考慮するもので、 $D=0$  即ち超格子増倍層中のイオン化過程において  $\text{InAlAs}$  障壁層は単に電界エネルギー獲得のためだけに存在すると仮定した場合、予測値と実験値は良く整合する。これは、本来の超格子 APD 原理、

①バンド不連続効果はイオン化しやすい値エネルギーに関与する

②超格子構造における障壁層は単にキャリアを加速する効果のみを有する

を指示するものであり、6-1 実験式の妥当性が理解される。

以下、本シミュレーションではイオン化率値として、理論的に妥当性が確認された 6-1 式を採用する。

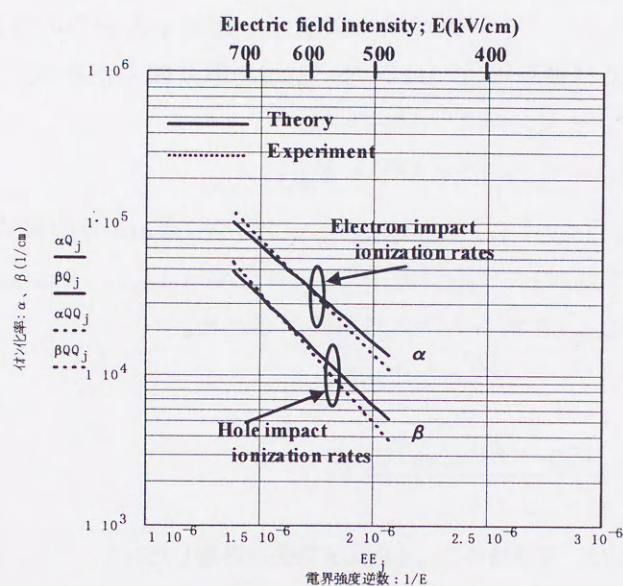


図6-1  $\text{InAlGaAs}(80\text{Å})/\text{InAlAs}(120\text{Å})$  超格子増倍層のイオン化率値  
(直線：理論値、点線：実験値[9])

### 6-2-2 超格子APDシミュレーション

超格子APDを解析するに当たり図 6.2 に示す様な計算座表系を仮定する。素子は  $n$ -超格子増倍層、 $p^+$ - $\text{InP}$  電界緩和層、 $p$ - $\text{InGaAs}$  光吸収層、 $p^+$ - $\text{InGaAs}$  空乏化終端層を基本構造としており、超格子増倍層側（裏面側）から入射した光は電極（表面側）により反射する裏面入射構造としている。 $X=0$  原点は空乏層端とし、光キャリアは空乏化した層内で全て発生し電子のみが増倍層に注入されると仮定した。非空乏化  $p^+$ - $\text{InGaAs}$  層での光吸収は無いと仮定する。



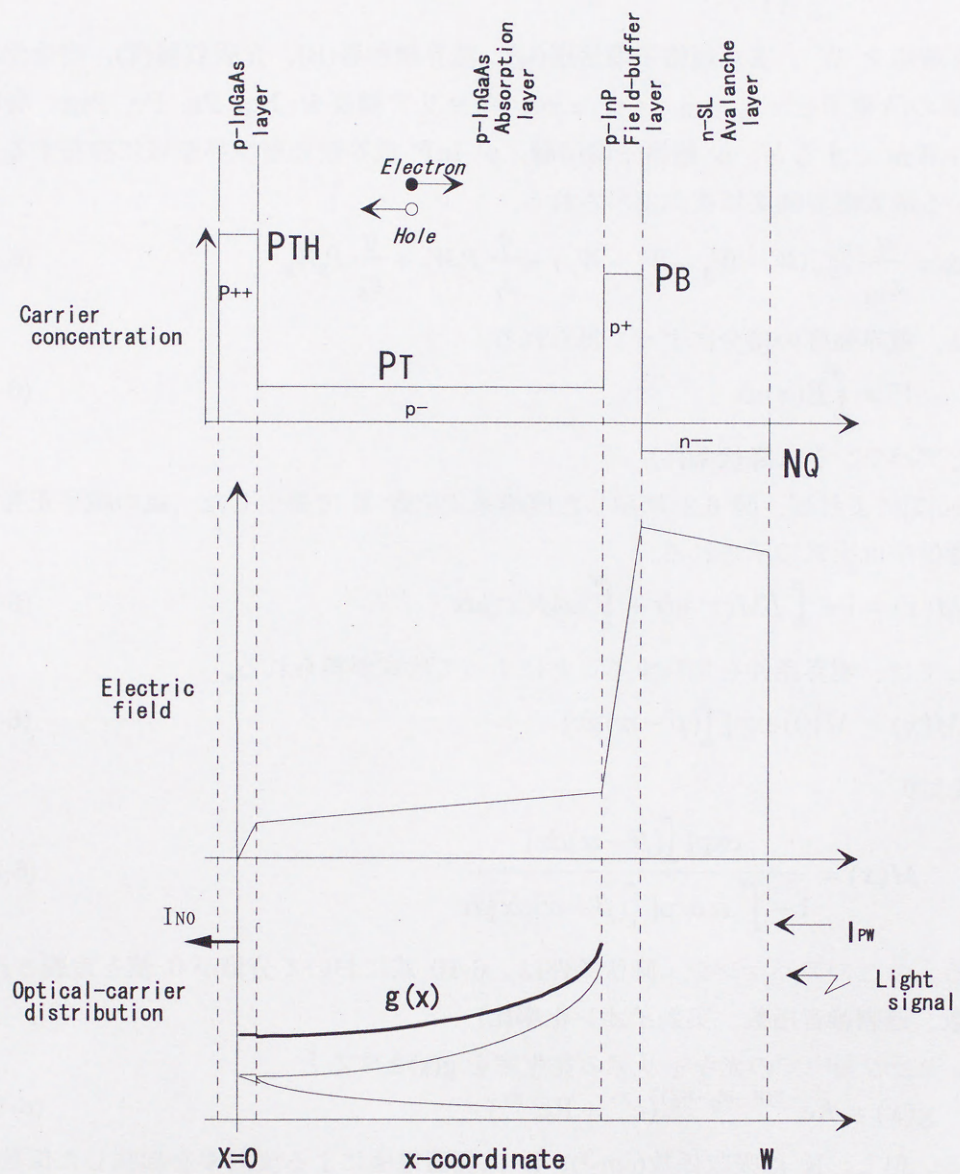


図6-2 超格子APDシミュレーション座標系



電界強度は一義的に次式で示される。

$$E(x) = \frac{q}{\varepsilon} \int_0^x [P(x) - N(x)] dx \quad (6-5)$$

ここで空乏層幅を  $W$ 、また超格子増倍層(Q)、電界緩和層(B)、光吸収層(T)、空乏化終端層(TH)各層の誘電率を  $\varepsilon_Q, \varepsilon_B, \varepsilon_T, \varepsilon_{TH}$ 、キャリア濃度を  $N_Q, P_B, P_T, P_{TH}$ 、層厚を  $W_Q, W_B, W_T, W_{TH}$  とすると、 $n^+$ -超格子増倍層/ $p^+$ -InP 電界緩和層境界領域に存在する  $p-n$  接合にかかる最大電界強度は次式で示される。

$$E_{\max} = \frac{q}{\varepsilon_{TH}} P_{TH} (W - W_Q - W_B - W_T) + \frac{q}{\varepsilon_T} P_T W_T + \frac{q}{\varepsilon_B} P_B W_B \quad (6-6)$$

印加電圧は、電界強度の積分によって得られる。

$$V = \int_0^W E(x) dx \quad (6-7)$$

(増倍率とアバランシェ降伏条件)

McIntyre[7]によれば、図 6.2 に示した座標系で位置  $X$  で発生した一組の電子正孔対の最終平均増倍率は次式で示される。

$$M(x) = 1 + \int_0^x \beta M(x') dx + \int_x^W \alpha M(x') dx \quad (6-8)$$

この解としては、境界条件を加味することによって次式が得られる。

$$M(x) = M(0) \exp\left[\int_0^x (\beta - \alpha) dx\right] \quad (6-9)$$

6-8, 6-9 式より

$$M(x) = \frac{\exp\left[\int_0^x (\beta - \alpha) dx\right]}{1 - \int_0^W \alpha \exp\left[\int_0^x (\beta - \alpha) dx\right] dx} \quad (6-10)$$

が得られる。ここでアバランシェ降伏条件は、6-10 式において分母が 0 値と定義される。

(増倍係数、過剰雑音指数、実効イオン化率比)

InGaAs 光吸収層中での光キャリアの発生率を  $g(x)$  とすると

$$g(x) = K e^{-K(W-W_Q-W_B)} (e^{Kx} + R e^{-Kx}) \quad (6-11)$$

で示される。但し、 $K$  は吸収係数( $\text{cm}^{-1}$ )、 $R$  は裏面電極による反射率を加味した係数である。また初期電流  $I_0$  は次式で示される。

$$I_0 = I_{PW} + I_{N0} + \int_0^{W-W_Q-W_B} g(x) dx \quad (6-12)$$

ここで  $I_{PW}$ 、 $I_{N0}$  は初期正孔、電子注入電流である。ここでは光吸収・増倍分離構造および仮定より  $I_{PW} = I_{N0} = 0$  である。これより、6-11, 6-12 式より  $I_0$  は次式の表式になる。

$$I_0 = K e^{-K(W-W_Q-W_B)} \int_0^{W-W_Q-W_B} (e^{Kx} + R e^{-Kx}) dx \quad (6-13)$$

また増倍電流  $I$  は、

$$I = I_{PW} M(W) + I_{N0} M(0) + \int_0^{W-W_Q-W_B} g(x) \cdot M(x) dx \quad (6-14)$$

ここで電子注入であることを考慮すると、増倍係数  $M$  は、



$$M = \frac{I}{I_0} = \frac{K}{(e^{K(W-W_Q-W_B)} - \text{Re}^{-K(W-W_Q-W_B)}) - (1-R)} \int_0^{W-W_Q-W_B} (e^{Kx} + \text{Re}^{-Kx}) \cdot M(x) dx \quad (6-15)$$

で与えられる事になる。

雑音スペクトル密度  $\phi$  は、McIntyre[7]の表式に従い、かつ電子注入である事を考慮し次式で示される。

$$\Phi = \frac{\phi}{2q} = 2 \left[ \int_0^{W-W_Q-W_B} g(x) \cdot M^2(x) dx \right] + MI_0 \cdot \left[ 2 \int_0^W \beta M^2(x) dx - M^2(W) \right] \quad (6-16)$$

また過剰雑音指数 F は、

$$F = \frac{\phi}{2qI_0 M^2} \quad (6-17)$$

で示される。実効イオン化率比  $K_{\text{eff}} = \beta / \alpha$  は F 値を用いて

$$K_{\text{eff}} = 1 - \left( \frac{M}{M-1} \right)^2 \cdot \left( 1 - \frac{F}{M} \right) \quad (6-18)$$

で示される。

#### (受信感度特性)

受光素子における受信感度特性に関しては、R. G. Smith and S. D. Personick 等[8]により以下の様な統一的な理解が示されている。まず、信号形態は Gaussian 分布に従うディジタル系列である事を仮定し、2信号間での重なり程度 (Signal to noise ratio: Q 値) と信号誤り率 (BER: Bit-error-rate) の関係を次式で表記する。

$$\text{BER} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx \quad (6-19)$$

ここで光通信において受信レベルとして要求される BER は  $10^{-7} \sim 10^{-11}$  であり、例えば  $\text{BER} = 10^{-9}$  とすると Q 値は  $\sim 6$  となる。

通常の PIN-PD を用いたレーザにおいての受信感度は、Q 値と 1,0 信号でのパワーを考慮する事により、次式で示される。

$$P_{\text{PIN}} = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{1+r}{1-r} \cdot Q \cdot \left( \frac{hc}{q\lambda} \right) \cdot \langle i_a^2 \rangle_{\text{PIN}}^{1/2} \quad (6-20)$$

$\eta$  : 量子効率、 $r$  : 1,0 信号状態でのパワー比、 $\lambda$  : 信号波長

$h$  : プランク定数、 $c$  : 光速、 $q$  : 電子素量

$\langle i_a^2 \rangle$  はレーザの全雑音電流であり素子、回路雑音からなる。ここで、通常適用される、High-impedance FET front end 回路を仮定すると次式で示される。



$$\begin{aligned}
\langle i_a^2 \rangle_{PIN} &= \langle i_R^2 \rangle + \langle i_T^2 \rangle + \langle i_c^2 \rangle + \langle i_f^2 \rangle \\
&= (4kT / R_T) I_2 B + 2q(I_g + I_D) I_2 B \\
&\quad + \frac{4kT\Gamma}{g_m} \left[ \frac{I_2 B}{R_L^2} + (2\pi C_T)^2 I_3 B^3 \right] + (4kT\Gamma / g_m) \cdot (2\pi C_T)^2 f_c I_c B^2 \quad (6-21)
\end{aligned}$$

$kT$ : Boltzmann energy,  $R_T$ : 全入力抵抗、 $B$ : ビットレート、 $I_2 \sim$  定数: 0.55

$I_g$ : FET ゲートリーク電流、 $I_D$ : PIN-PD 暗電流、 $\Gamma$ : FET 過剰雑音指数

$g_m$ : Transconductance、 $R_L$ : FET 入力抵抗、 $C_T$ : 全容量、 $I_3 \sim$  定数 0.085、

$f_c$ : 1/f noise corner 周波数、 $I_c$ : 0.12

各々の項は、 $i_R$ : Johnson 雑音電流、 $i_T$ : リーク電流によるショット雑音電流、 $i_c$ : FET チャネル雑音電流、 $i_f$ : 1/f 雑音電流 に対応する。

APD 受信感度に関しては、PIN-PD 受信感度に増倍現象に伴う過剰雑音を加味することにより次式で示される。

$$P_{APD}^- = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{1+r}{1-r} \cdot Q \cdot \left( \frac{hc}{q\lambda} \right) \cdot \left\{ qQF(M)I_1B \left( \frac{1+r}{1-r} \right) + \left[ (2qQF(M)I_1B)^2 \frac{r}{(1-r)^2} + \frac{\langle i_a^2 \rangle_{APD}}{M^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (6-22)$$

$M$  は増倍率、 $F(M)$  は McIntyre の表式に基づく過剰雑音指数 (6-17 式) である。APD における雑音電流  $\langle i_a^2 \rangle_{APD}$  は、増倍暗電流  $I_{DM}$  を考慮し、

$$\langle i_a^2 \rangle_{APD} = \langle i_a^2 \rangle_{PIN} + 2qM^2 F(M) I_{DM} I_2 B \quad (6-23)$$

と表される。上式に基づき、APD 受信感度は  $M$  依存性を有しており、その最小値を満たす条件において、最適増倍率  $M_{opt}$  および最小受信感度  $P_{min}$  が得られる。

### (高周波特性)

APD における高周波帯域 ( $f_{3dB}$ : 3dB-down 遮断周波数) は、次式で近似される。

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi [\tau_{tr}^2 + \tau_{av}^2 \cdot M^2 + (CR)^2]^{1/2}} \quad (6-24)$$

$\tau_{tr}$  は非増倍領域でのキャリア走行時間、 $\tau_{av}$  は増倍立ち上がり時間、 $CR$  は素子自身の  $CR$  時定数である。ここで、 $\tau_{av}$  は Emmons[14] によって実効イオン化率比  $k_{eff}$  を用いた次式で示される。

$$\tau_{av} = \frac{NK_{eff}W_{av}}{v_s} \quad (6-25)$$

$W_{av}$  は実効増倍領域の厚さ、 $v_s$  は増倍領域でのキャリア飽和速度、 $N$  値は  $k_{eff}$  に関係した定数である。6-24 式より、APD の低増倍側での帯域は  $CR$  時定数が、高増倍側ではイオン化率比が関与した増倍立ち上がり時間 (利得・帯域幅積) が支配的要因となる。



(シミュレーション方法)

本解析において、超格子増倍層のイオン化率は、前節で妥当性が確認されたイオン化率実験式 [9] を適用した。シミュレーションは、各層のキャリア濃度、層厚、超格子層等の諸パラメータを入力する事により増倍特性、電界プロファイル、過剰雑音指数、実効イオン化率比、受信感度、高周波特性等が計算される。表 6.2 には、計算に用いられた物性定数を示す。

表6-2 超格子APDシミュレーションに適用した物性定数

素子構造に関するパラメータ	<p>(超格子増倍層)</p> <p><math>\text{In}_{.52}\text{Al}_{.24}\text{Ga}_{.24}\text{As}</math>    <math>E_g=1.13 \text{ eV}</math>    <math>\epsilon=13.035 \epsilon_0</math></p> <p><math>\text{In}_{.52}\text{Al}_{.48}\text{As}</math>    <math>E_g=1.49 \text{ eV}</math>    <math>\epsilon=12.26 \epsilon_0</math></p> <p>伝導帯不連続    <math>\Delta E_c=0.257 \text{ eV}</math></p> <p>価電子帯不連続    <math>\Delta E_v=0.103 \text{ eV}</math></p> <p>イオン化率式 (実験式)</p> <p><math>\alpha = 1.53 \times 10^7 \exp(-3.52 \times 10^6 / E)</math></p> <p><math>\beta = 1.24 \times 10^7 \exp(-3.93 \times 10^6 / E)</math></p> <p>(InP 電界緩和層)</p> <p>InP    <math>E_g=1.351 \text{ eV}</math>    <math>\epsilon=12.4 \epsilon_0</math></p> <p>イオン化率式</p> <p><math>\alpha = 0.92 \times 10^7 \exp(-3.44 \times 10^6 / E)</math></p> <p><math>\beta = 0.45 \times 10^7 \exp(-2.72 \times 10^6 / E)</math></p> <p>(InGaAs 光吸収層)</p> <p>InGaAs    <math>E_g=0.77 \text{ eV}</math>    <math>\epsilon=13.81 \epsilon_0</math></p> <p>イオン化率式</p> <p><math>\alpha = 1.42 \times 10^5 \exp(-9.26 \times 10^5 / E)</math></p> <p><math>\beta = 1.62 \times 10^5 \exp(-1.09 \times 10^6 / E)</math></p>
応答特性に関するパラメータ	<p><math>\lambda</math>: 波長 <math>1.55 \mu\text{m}</math>    <math>r=0</math></p> <p><math>R_T</math>: 全入力抵抗=<math>10\text{K}</math>    <math>R_L</math>: 入力抵抗=<math>400</math>    <math>I_2</math>: 定数=<math>0.55</math></p> <p><math>I_g</math>: FET ゲートリーク電流=<math>1.5 \times 10^{-9}</math></p> <p><math>I_D</math>: PIN-PD 暗電流=<math>1.0 \times 10^{-9}</math>    <math>\Gamma</math>: FET 過剰雑音指数=<math>1.5</math></p> <p><math>g_m</math>: Transconductance=<math>40 \times 10^{-3}</math></p> <p><math>C_T</math>: 全容量 (<math>C_p=1 \times 10^{-12}</math>    <math>C_D=0.5 \times 10^{-12}</math>)</p> <p><math>I_3</math>: 定数=<math>0.085</math>    <math>f_c</math>: <math>1/f</math> noise corner 周波数=<math>2.5 \times 10^6</math></p> <p><math>I_c</math>: <math>0.12</math></p>



### 6-3 10Gb/s 用超格子APDの設計

前節の計算手法を用い、InAlGaAs 四元井戸型超格子APDの基本特性予測を行う。まず超格子構造、特に層厚について注目し諸特性への影響を考察、高速光通信、特に10Gb/sシステム適用に要求される層厚特定を行う。次に、10Gb/s 用超格子APDに注視しその設計指針、製作プロセス等について考察を行う。最後に、超格子APDの性能について概観しその優位性について考察する。

#### 6-3-1 超格子増倍層厚依存性

超格子APD特性は、その原理よりイオン化率比を artificial なバンド構造で制御しており、超格子構造に依存する。具体的には、その結晶品質は降伏現象のクォリティーを支配するし、かつ井戸層・障壁層の組成・層厚依存性も考慮する必要がある。ここでは考察を簡便にするために、結晶品質は常に一定、かつ井戸層および障壁層は試作実験によって暗電流の観点より最適化された  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.24}\text{As}(80\text{\AA})/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}(130\text{\AA})$  からなる構造とする。以後、超格子増倍層厚に対する依存性に注視し検討、考察する。

図6.3には、超格子増倍層厚に対するブレイクダウン電界強度の変化予測を示す。大略的には、 $0.21\mu\text{m}$  (10周期) から  $1\mu\text{m}$  (47周期) にかけて、 $650\text{kV/cm}$  から  $500\text{kV/cm}$  に減少していく。これは、厚膜化による実効増倍幅の増大に起因し、低電界でのイオン化が有効になる事を意味する。また図中には併せて、実際に超格子構造をi層とするPINダイオードを試作し実験的に求めたブレイクダウン電界強度値を示している。実験値は理論予測値と良く整合しており、本事実作製されたシミュレータの妥当性を実証するものである。

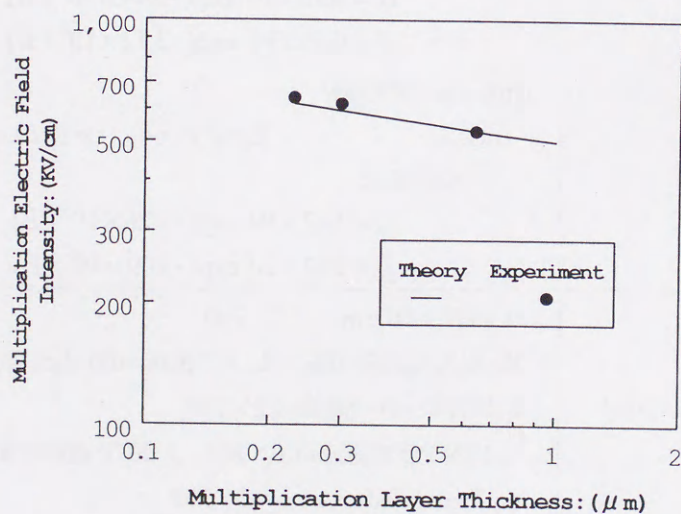


図6-3 超格子増倍層厚とブレイクダウン電界強度の関係  
(予測値と実験値の比較)



次に超格子増倍層厚に対する諸特性の依存性を考える。図 6.4 には、 $M=20$  倍での雑音指数  $F$  値および実効イオン化率比  $K_{eff}$  を示す。増倍層厚増加により、 $F$  値の減少および  $K_{eff}$  改善が図られている。これは、6-2 節で示した超格子構造での電子と正孔のイオン化率比が低電界側でエンハンスされる事に起因しており、 $0.21\mu m$  と  $1\mu m$  比較において  $K_{eff}$  改善量は約 30%と予測される。

また、本計算から導出した  $K_{eff}$  を用い、利得帯域幅積 (Gain-Band Products) の増倍層厚依存性を図 6.5 に示す。増倍層厚と  $K_{eff}$  間には若干のトレードオフ関係があるが (図 6.4 参照)、この  $K_{eff}$  改善効果よりも実効増倍幅増大による増倍立ち上がり時間増加に支配された GB 積低下を生じており、 $0.21\mu m$  (10 期) から  $1\mu m$  (47 周期) にかけて、150GHz から 35GHz に減少していく。ここで、計算上重要ファクターであるキャリア飽和速度は  $v_s \sim 4.5 \times 10^6 \text{ cm/s}$  とした。

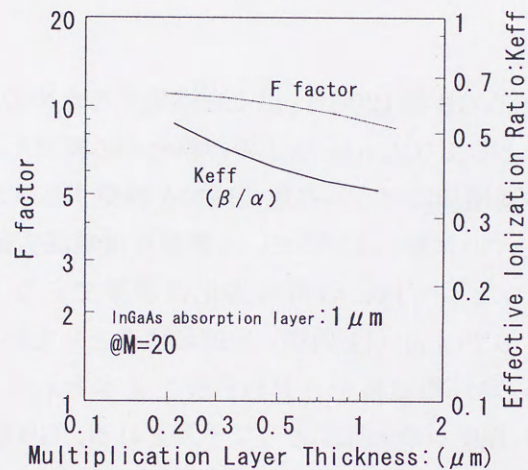


図6-4 超格子増倍層厚と雑音指数 $F$ 値、イオン化率比 $K_{eff}$ の関係

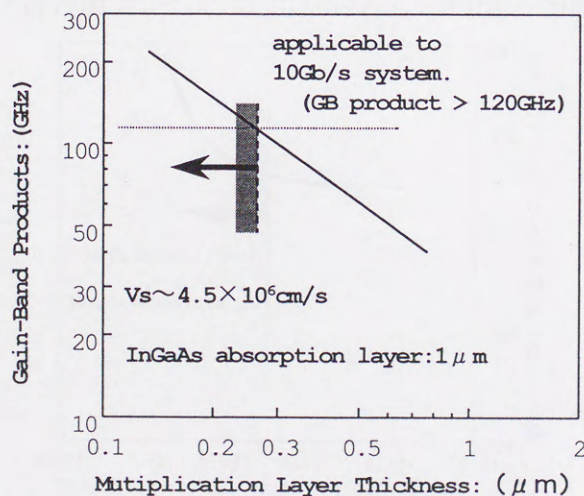


図6-5 超格子増倍層厚と利得帯域幅積 (GB 積) の関係



### 6-3-2 10Gb/s 用超格子APD設計指針

光吸収・増倍層分離型超格子APD素子設計において、その動作原理より以下の指針が要求される。つまり、 $n$ -超格子増倍層にはアバランシェ降伏に十分な均一高電界が印加、 $p$ -InGaAs 光吸収層にはトンネル降伏抑圧のために最大電界強度  $150\text{KV/cm}$  以下である事が要求される。そのためには、 $n$ -超格子増倍層が十分に高純度化されている事、および電界プロファイルを決定する  $p$ -InP 電界緩和層の最適化が重要である。また、InGaAs 光吸収層に関しては、量子効率を加味した最適化も考慮する必要がある。

このような特性決定要因を考慮して、10Gb/s システム用素子として要求される最大帯域  $10\text{GHz}$  以上・利得帯域幅積  $120\text{GHz}$  (10Gb/s システムでの必要帯域を  $10\text{GHz} \times 0.8 = 8\text{GHz}$  とすると最適増倍率  $M_{\text{opt}} \sim 15$  を保証) 以上を目標性能として設計指針を把握した。

#### (超格子増倍層依存性)

10Gb/s システム適用である GB 積  $120\text{GHz}$  以上を満足するための超格子構造層厚は図 6.5 より予測され、その指針として  $0.25\mu\text{m}$  以下の薄膜化が必要である。しかしながら、増倍層の薄膜化は増倍電界強度増加に伴うトンネル電流増大を誘発する事が予測され、本超格子APDにおいても、 $0.21\mu\text{m}$  (10 周期) 以下において顕著な暗電流劣化を生じた。それ故、10Gb/s システム適用超格子APDとしては、暗電流劣化の限界である  $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.24}\text{As}(80\text{\AA})/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}(130\text{\AA})$ :  $0.23\mu\text{m}$  (11 周期) を標準構造としている。以降、本超格子構造層厚のもとでの 10Gb/s システム用超格子APD設計を基本としており、この場合 GB 積  $\sim 130\text{GHz}$  (図 6.5 参照) 程度が最大性能として予測される。GB 積目標値  $120\text{GHz}$  とすると、他の素子パラメータによる GB 積劣化は  $10\text{GHz}$  が許容範囲となる。

図 6.6 には、超格子増倍層のキャリア濃度に依存した最大増倍電界強度を示す。ここで、増倍電界強度の増大は均一電界印加の阻害および局部高電界によるトンネル降伏の誘発を示唆しており、これより超格子増倍層の不純物濃度は  $N_b \sim 3 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  以下に高純度化されている

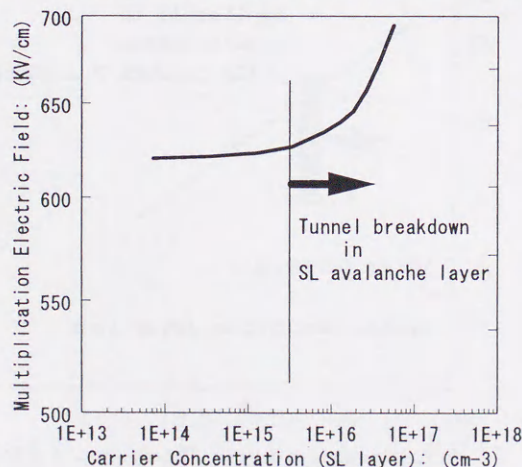


図6-6 超格子増倍層不純物濃度とブレイクダウン電界強度の関係



る事が均一高電界を得るための条件と言える。通常、GSMBE 法においては InGaAlAs 系は成長条件最適化により不純物濃度 $\sim 1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 以下が達成されており、上記条件はクリアされている。

### (InP 電界緩和層依存性)

図 6.7 には前述した電界プロファイル実現のための、InP 電界緩和層のキャリア濃度と層厚の許容度を示す。ここで、その許容度を決定するファクターは、InGaAs 光吸収層への印加電界量である。InGaAs 光吸収層の電界強度は、トンネル暗電流抑圧より上限が  $150 \text{KV/cm}$ 、下限は p-InGaAs/p<sup>+</sup>-InP 界面での伝導帯障壁を電子がバールアップする事無く走行するのに必要な電界強度  $50 \text{kV/cm}$  として許容度を決定した。これより、 $3 \times 10^{17} \sim 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  の範囲で InP 電界緩和層厚許容度は  $\pm 10\%$  (115nm 中心)  $\sim \pm 4\%$  (11.5nm 中心) と見積もられ、高濃度層程その高い制御性を要求される事が判る。緩和層に適用している InP は、p-InGaAs/p<sup>+</sup>-InP 界面での伝導帯障壁が  $0.22 \text{eV}$  と比較的小さく電子走行の上で利点があるが、イオン化率比に関しては  $\beta/\alpha \sim 2.5$  と正孔イオン化率が大きく、超格子増倍層のイオン化率比に対し逆転するという本質的問題がある。このため、素子作成上許容度が緩い低濃度厚膜領域で形成すると、InP 電界緩和層でのイオン化率比汚染より GB 積劣化が生じる。図 6.8 には InP 電界緩和層のキャリア濃度に対する  $M=20$  での雑音指数 F、GB 積依存性を示す。低濃度層程（厚膜層と等価）、雑音指数劣化即ちイオン化率比劣化により GB 積劣化が生じている事が判る。ここで、 $10 \text{Gb/s}$  システム適用としての GB 積下限  $120 \text{GHz}$  とすると、InP 電界緩和層のキャリア濃度は  $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  以上（層厚にして  $70 \text{nm}$  以下）である必要がある。また、その上限は、成長制御上かつガソース MBE 法において InP 中 Be 高濃度ドーピング限界（濃度飽和、顕著な拡散現象を誘発）より、経験的に  $p \sim 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  である。

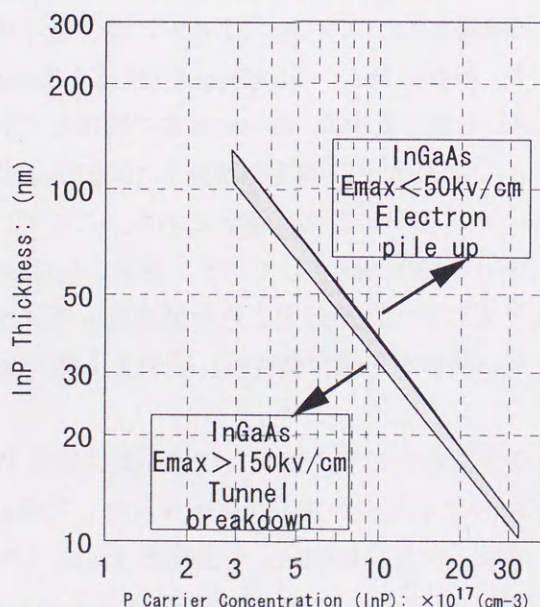


図6-7 InP電界緩和層のキャリア濃度・層厚許容範囲



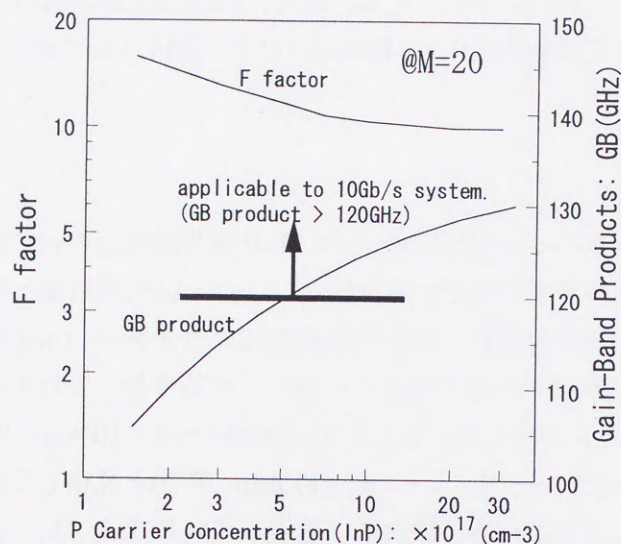


図6-8 InP電界緩和層キャリア濃度と雑音指数F値、利得帯域幅積（GB積）の関係

#### （InGaAs 光吸収層依存性）

InGaAs 光吸収層は、素子の量子効率を規定する。本素子においては裏面反射構造により薄膜で高量子効率を得られる構造になっている。図 6.9 には、量子効率およびイオン化率比の光吸収層厚依存性を示す。吸収係数  $\alpha \sim 14000\text{cm}^{-1}$ （波長  $1.3\mu\text{m}$  光に相当）において層厚変化  $0.5 \rightarrow 1.75\mu\text{m}$  に対して量子効率は  $45 \rightarrow 90\%$  まで増加している。また本計算では、イオン化率比  $K_{\text{eff}}$  に関して InGaAs 最大電界強度を設計上  $100\text{kV/cm}$  以下としており、このため InGaAs 厚膜化によるイオン化率比劣化は僅かである。ここで、光吸収層濃度は、結晶成長上制御が可能な  $p: 2 \sim 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  としている。通常、InGaAs 層はアンダー・プで  $n < 1 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  が得られ、超格子 APD では原理上これを低濃度 p 型に反転制御する必要がある。GSMBE 法での再現性良い制御が可能な濃度は、経験上上述の  $2 \sim 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  以上であると考えている。

図 6.10 には、上記の観点より予測される GB 積および最小受信感度  $P_{\text{min}}$  を示す。InGaAs 層厚増加により、GB 積は実効イオン化率比のわずかな劣化を反映して減少傾向であるが、量子効率の改善により高感度化が図られる。InGaAs 光吸収層  $1\mu\text{m}$ （予測量子効率  $\sim 70\%$ ）において、GB 積  $120\text{GHz}$  以上かつ  $P_{\text{min}} \sim -29\text{dB}$  程度の特徴が予測される。



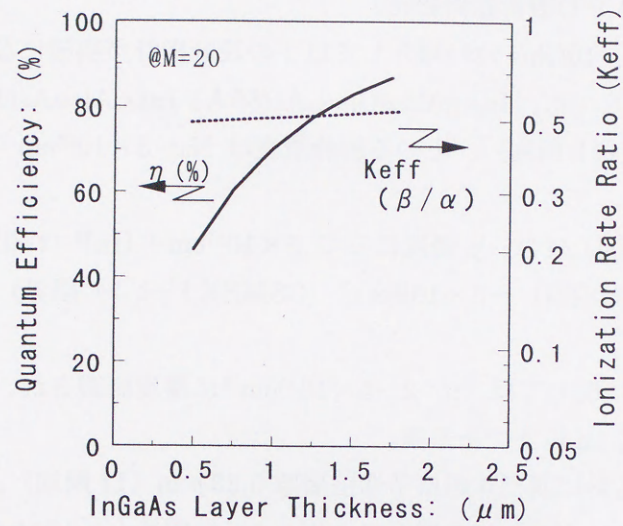


図6-9 InGaAs光吸収層厚と量子効率 $\eta$ 、イオン化率比 $K_{eff}$ の関係

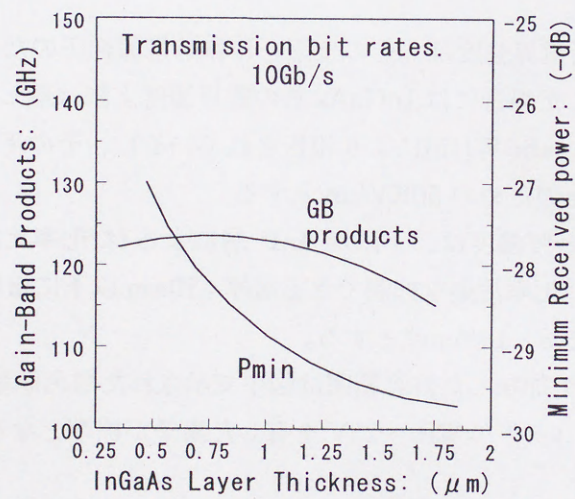


図6-10 InGaAs光吸収層厚と利得帯域幅積（GB積）、最小受信感度 $P_{min}$ の関係



#### (10Gb/s 用超格子APD設計指針統括)

以上の考察により、10Gb/sシステム用として以下の設計指針が明確になった。

- ・超格子増倍層に関しては、 $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.24}\text{As}(80\text{ \AA})/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}(130\text{ \AA})$ 構造においてトータル層厚  $0.23\text{ }\mu\text{m}$  (11 周期)、その不純物濃度は  $N_b \sim 3 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  以下に高純度化されている事。
- ・InP 電界緩和層に関しては、p 濃度にして  $5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$  (InP イオン化率汚染を抑制できる層厚:  $70\text{nm}$  以下に相当)  $\sim 3 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$  (GSMBEドーピング限界) 内の必要層厚である事。
- ・InGaAs 光吸収層に関しては、p:  $2 \sim 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  に濃度制御され、かつその層厚は感度改善に寄与する  $1\text{ }\mu\text{m}$  以上である事。

図 6.11 には、上記指針に基づき超格子増倍層厚  $0.23\text{ }\mu\text{m}$  (11 周期)、InGaAs 光吸収層 p  $\sim 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  かつ  $1\text{ }\mu\text{m}$  とした場合の、ブレークダウン電圧とパンチスルー電圧 (空乏化領域が InGaAs 光吸収層に到達する電圧) の InP 電界緩和層依存性を示している。実際の試作においては、InP 電界緩和層の濃度・膜厚制御が最重要技術であり試作素子特性から微妙に調整する必要がある。本図において、試作素子のブレークダウン電圧およびパンチスルー電圧をフィッティングする事により、許容範囲の特性を有するか否かを判定する事が出来る。ここでの制限条件は、以下の様にした。

- ① InGaAs 光吸収層電界強度は、その上限をトランジスタ暗電流抑圧のための  $150\text{KV/cm}$  (特に素子寿命を考慮した場合には、InGaAs 層の電界強度上限は厳しくなり  $\sim 100\text{KV/cm}$  である事が I. Watanabe 等[15]により報告されている)、その下限を InGaAs/InP での電子ハイルアップ防止のための  $50\text{KV/cm}$  とする。
- ② InP 電界緩和層キャリア濃度は、下限が InP 層によるイオン化率比汚染防止のための  $5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$  (InP イオン化率汚染を抑制できる層厚:  $70\text{nm}$  以下に相当)、上限が InP:Be ドーピング限界である  $3 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$  とする。

これより、信頼性まで加味した許容範囲は図中で示された黒色領域であり、典型的にはパンチスルー電圧  $\sim 11.5\text{V}$ 、ブレークダウン電圧  $\sim 23\text{V}$  を有した素子が標準となる。



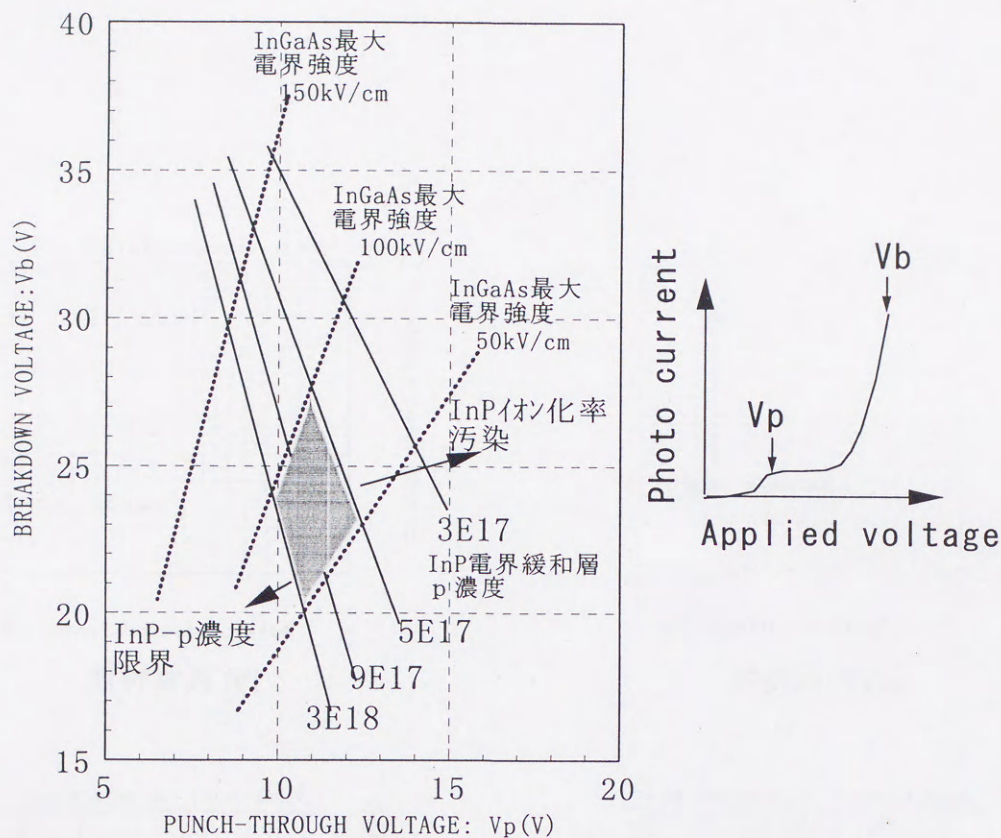


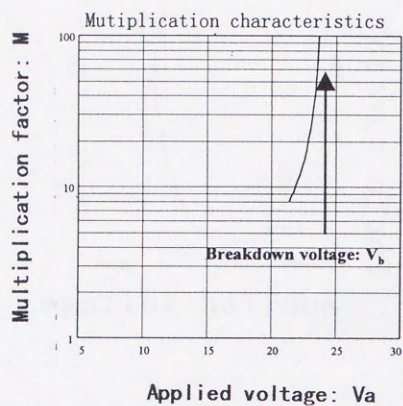
図6-11 10Gb/sシステム用InAlGaAs/InAlAs超格子APDの

パンチスルー電圧およびブレイクダウン電圧から決定される設計範囲

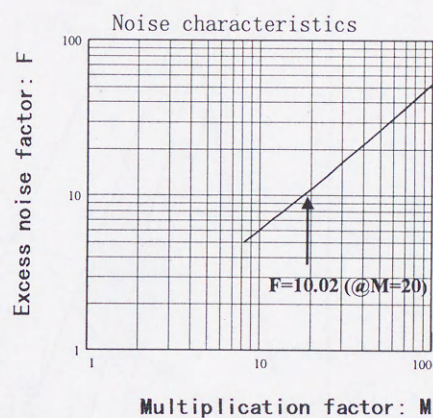
### 6-3-3 10Gb/s 用超格子 APD 特性予測

前節の設計指針に基づき、10Gb/s 用超格子APDの特性予測をシミュレータにより行った。ここで、超格子増倍層厚は $0.23\mu\text{m}$  (11周期)、InGaAs 光吸収層は $p \sim 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3} \cdot 1\mu\text{m}$ 、InP 電界緩和層は $p \sim 7.5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3} \cdot 50\text{nm}$ とした。図6.12には超格子APDシミュレータの結果を示す。光吸収層へのパンチスルー電圧  $V_p \sim 11.4\text{V}$  およびブレイクダウン電圧  $V_B \sim 24\text{V}$  であり、 $M=20$  倍での駆動電圧 $\sim 22.5\text{V}$ 、量子効率 $\sim 70\%$ 、超格子層電界強度  $E_{\text{MAX}} \sim 623\text{kV/cm}$ 、光吸収層最大電界強度  $E_{\text{T,MAX}} \sim 75\text{Kv/cm}$ 、雑音指数  $F \sim 10.02$ 、イオン化率比  $k_{\text{eff}} \sim 0.501$  である。また素子最大帯域  $f_{\text{max}} \sim 19.7\text{GHz}$ 、増倍暗電流  $10\text{nA}$  (10Gb/s での暗電流劣化量を  $0.5\text{dBm}$  以下に抑圧できるレベル) とすると 10Gb/s での最適増倍率  $M_{\text{opt}} \sim 29$ 、最小受信感度 $\sim -29.85\text{dB}$  となる。但し、実際のシステム適用の場合には受信感度は GB 積 $\sim 122\text{GHz}$  で制限される。素子帯域限界を伝送ビットレートの 80% (8GHz) とすると、10Gb/s での最適増倍率 $\sim 15.3$  倍、最小受信感度 $\sim -29\text{dB}$  となる。さらに、光吸収層厚膜化による量子効率の増大を考慮すると、超格子 APD のベストの受信感度は $-30\text{dB}$  と予測される。

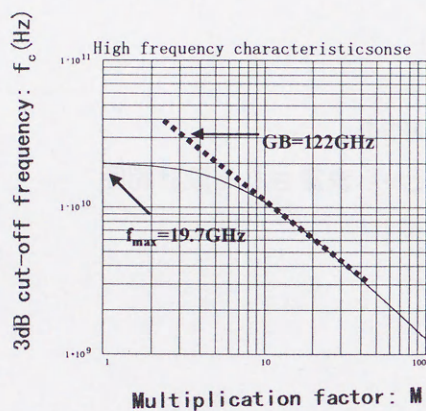




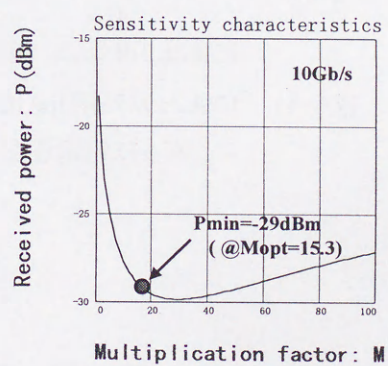
(a) 増倍特性



(b) 雑音特性



(c) 高周波応答特性



(d) 感度特性

図6-12 10Gb/sシステム用InAlGaAs/InAlAs超格子APDシミュレーション結果



#### 6-4 GS-MBE 法による 10Gb/s 用

##### InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の試作と評価

本節では、6-3 節の設計指針に従い、10Gb/s システム用 InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD 試作を行った。InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型構造はワイドギャップ 井戸構造によるトネル電流成分抑圧を特徴としており、高速・低雑音超格子 APD として期待される。また GS-MBE 法は急峻ドーピングプロファイルおよび As/P 系制御を特徴とし、高い制御性を要求する超格子 APD 実現において重要技術である。本節では、GS-MBE 法による製作技術について論じ、結論として 10Gb/s システム適用に適う素子特性実現について示す。

##### 6-4-1 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の作製

10Gb/s システム用 InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD 試作を、設計指針に基づきガス分子線結晶成長 (GS-MBE) 法を用いて行った。

図 6.13 には、試作した InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD の概略図を示す。高効率・高速特性を実現するために、光吸収・増倍層分離かつ裏面入射フリップチップ型構造となっている。層構造は、 $n^+$ -InP 基板の上に  $n^+$ -InP,  $n^+$ -InAlAs バッファ層、 $n$ -InAlGaAs/InAlAs 超格子増倍層、 $p^+$ -InP 電界緩和層、 $p$ -InGaAs 光吸収層、 $p^+$ -InGaAs/InP/InGaAs キャップ層を GS-MBE 法により順次積層する。各層は 6-3 節設計指針に基づき、超格子増倍層 InAlGaAs(80 Å)/InAlAs(130 Å)11 周期 $\sim 0.23 \mu\text{m}$ 、InP 電界緩和層 $\sim 33\text{nm}$ ( $p \sim 1.1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ )、InGaAs 光吸収層 $\sim 1 \mu\text{m}$ ( $p \sim 5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ )である。

GS-MBE 成長工程の概要を図 6.14 に示す。InP 基板は、 $250^\circ\text{C}$  10 分間のベークを経て成長チャンバー内に導入、SiAl 共晶温度で構成したバリエーション温度計制御のもと酸化膜除去 ( $530^\circ\text{C}$  2 分間) を経て成長に適用した。成長条件は、InAlGaAs 系結晶に特有な自然超格子形成を考慮しバントギャップ 異常量が小さい CuPt 型領域である事、かつ高温域 ( $>550^\circ\text{C}$ ) での P 脱離による熱劣化等を踏まえ、成長温度 $\sim 520^\circ\text{C}$ ・V 族流量 $\sim 4\text{sccm}$ とした。成長中の典型的真空度は $\sim 5 \times 10^{-5}\text{torr}$ である。As/P 界面ガス切り替えは、X 線評価・透過電子顕微鏡等によって最適化されたガスシーケンスのもと行われている。表面欠陥密度は、 $\sim 1 \times 10^3\text{cm}^{-2}$  以下でありデバイス試作上問題無いレベルである。

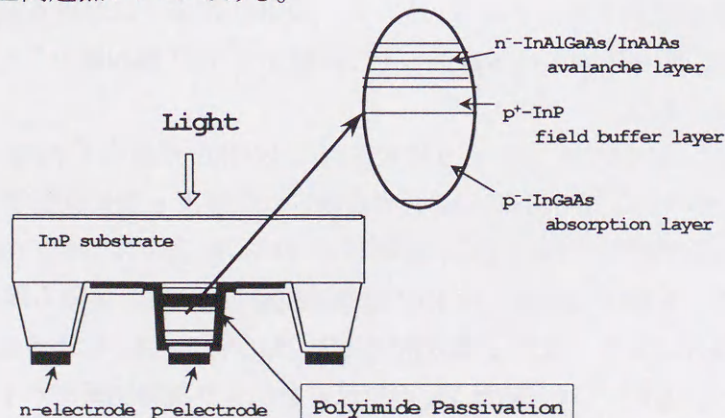


図6-13 10Gb/sシステム用InAlGaAs/InAlAs超格子APDの素子構造図



得られたウェハは  $\text{Br}_2 + \text{HBr} + \text{H}_2\text{O}$  系エッチャントにて外形成を施し、ポリイミドパッシベーションおよび電極形成工程を経て、素子化がなされる。受光直径は、外径で規定された  $30\mu\text{m}\phi$  である。

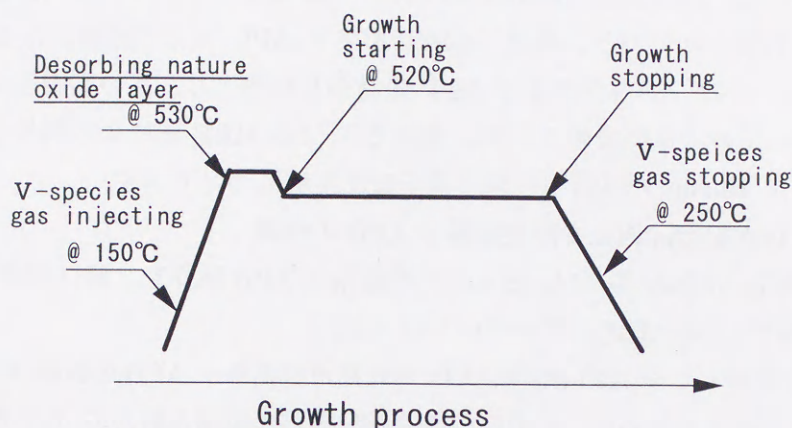


図6-14 InAlGaAs/InAlAs超格子APDのガスMBE成長工程

#### 6-4-2 GS-MBE 法による Be 吸収ドープングプロファイルの実現

10Gb/s 用超格子 APD 実現において、薄膜高制御性と共にドープング急峻プロファイルは重要である。特に、InP 電界緩和層はイオン化率比汚染を押さえるために、p 濃度  $5 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$  以上（層厚 70nm 以下）の高濃度薄膜層が要求される。また、InP 電界緩和層は InGaAs 光吸収層への印加電界を制御する目的で挿入されており、その最適印加電界条件（50～150kV/cm）より  $\pm 4\%$ （信頼性まで含めた場合の上限は 100kV/cm、 $\pm 2\%$ ）、層厚換算で nm オーダーの厳密制御が要求される。さらに、10Gb/s 用素子における超格子増倍層薄膜化構造においては、超格子層の品質確保の上で隣接する InP 緩和層からの Be 自己拡散を極力阻止する必要がある。

図 6.15 には、GS-MBE 法により作製された 10Gb/s 用超格子 APD ウェハの、Be プロファイル SIMS 測定を示す。ここで、InGaAs 光吸収層には低濃度 p 型に反転すべく Be 低濃度ドープング、InP 電界緩和層には電界緩和量調整のために Be 高濃度薄膜ドープングされている事が窺える。また、超格子増倍層には InP 電界緩和層からの Be 拡散も顕在化しておらず、Be の急峻性は良好である。有機金属気相成長法（MOVPE 法）による超格子 APD 試作[16]においては、p 型ドープントである Zn の自己拡散により電界制御が不十分となり、高速応答特性上問題となっていた。GS-MBE 法においては、自己拡散の小さい Be ドープントの適用および低成長温度もあり、急峻な p 型ドープングプロファイルが実現されている。



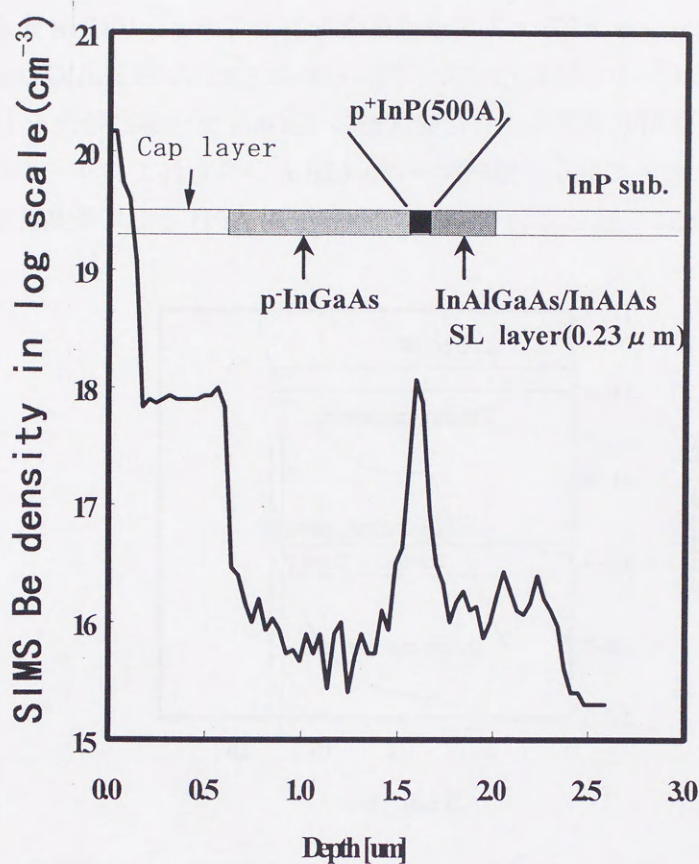


図6-15 10Gb/sシステム用InAlGaAs/InAlAs超格子APDウェーハの  
Beドープメント分布データ (SIMS測定)

#### 6-4-3 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の素子特性

試作された 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の特性について述べる。図 6.16 には、素子の暗電流および増倍特性を示す。ブレイクダウン電圧 $\sim 19.4\text{V}$ 、最大増倍率 50 倍以上、量子効率 63%、増倍率 10 倍での暗電流 $\sim 56\text{nA}$ である。図 6.17 には、増倍率と暗電流の関係を示す。これより本素子では、非増倍暗電流  $I_{d0} \sim 2\text{nA}$ 、増倍暗電流は  $I_{dM} \sim 6\text{nA}$  であり高増倍率まで保持されている。また増倍時の素子容量は寄生容量込みで  $0.2\text{pF}$  程度である。

図 6.18 には、ヘテロダイン法によって測定された超格子 APD の高周波応答特性を示す。低増倍域では、InGaAs 光吸収層/InP 電界緩和層のヘテロ界面電界強度が不十分な事により電子パイルアップの影響を受け、増倍率 $\sim 3$ 倍から感度を有する。最大帯域は CR 時定数律速により



15GHz、利得帯域積 (GB 積)  $\sim 150\text{GHz}$  である。

本試作によって得られた増倍暗電流  $I_{dm} \sim 6\text{nA}$ 、最大帯域 $\sim 15\text{GHz}$ 、GB 積 $\sim 150\text{GHz}$  は、Ⅲ-V化合物半導体による APD として最高性能を有しており、10Gb/s 光通信システム適用に十分なポテンシャルを有している。図 6.19 には、試作された 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD と GaAs-HEMT で製作された受信器の 10Gb/s 受信感度特性を示す[17]。ビットエラーレート (BER)  $10^{-9}$  において最小受信感度 $\sim -29.4\text{dBm}$  が得られており、これは 6-3 節のシミュレーション予測値と傾向的に一致しており、かつ 10Gb/s 用 APD として最高値を有している。

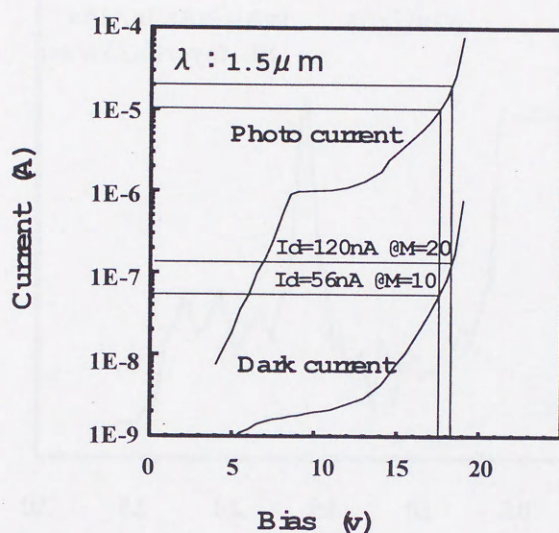


図6-16 10Gb/sシステム用InAlGaAs/InAlAs超格子APDの増倍特性

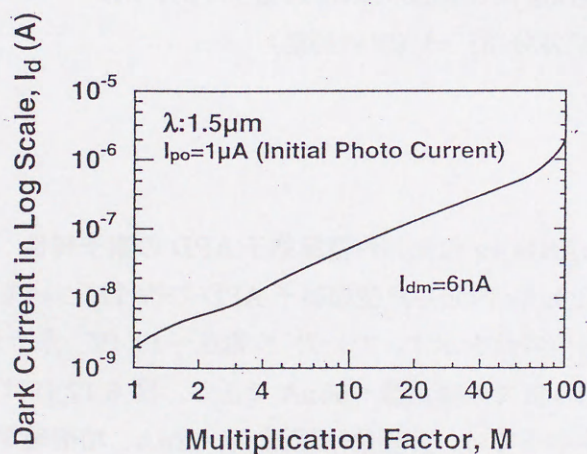


図6-17 10Gb/sシステム用InAlGaAs/InAlAs超格子APDの増倍率と暗電流の関係



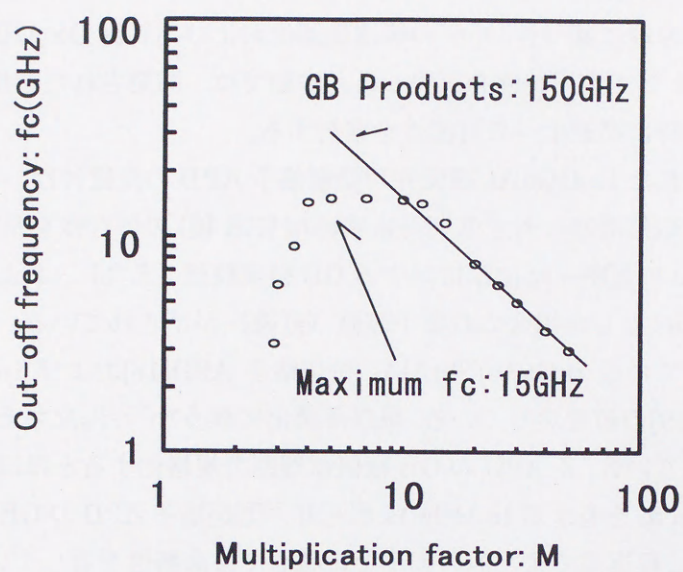


図6-18 10Gb/sシステム用InAlGaAs/InAlAs超格子APDの高周波特性 (増倍率-3dB帯域)

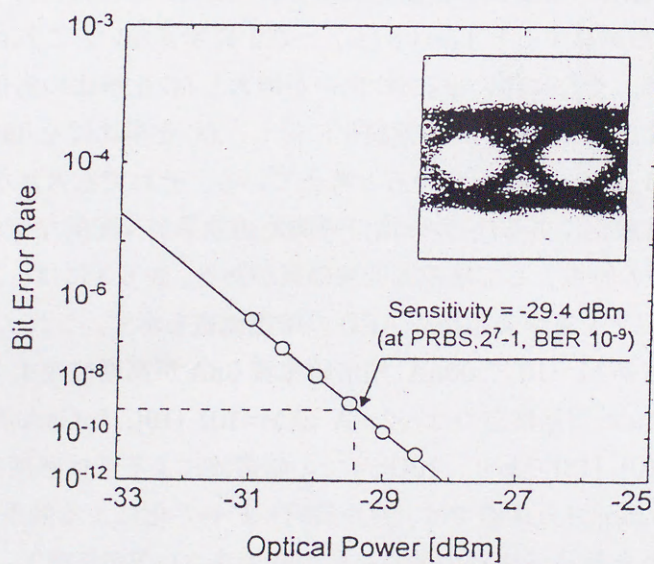


図6-19 10Gb/sシステム用InAlGaAs/InAlAs超格子APDの受信感度特性[17]



### 6-5 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の位置付けと高性能化の限界

実現された InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD は、超格子構造のバンド不連続を利用したイオン化率比増大のデバイス原理に基づき、デバイス構造最適化および高制御 GS-MBE 技術によって 10Gb/s システム用素子として実用特性を実現した。本節では、開発された超格子 APD の位置付けおよび高性能化特に高速化への可能性を検討する。

#### 6-5-1 開発された InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の位置付け

図 6.20 には、超格子増倍層厚に対する利得帯域幅積 (GB 積) の依存性を示す。InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の超格子増倍層厚に対する GB 積実験値 (黒丸)、およびキャリア飽和速度を  $v_s \sim 4.5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$  とした場合の計算予測値 (直線) が示されている。図中には、併せてこれまで報告されている InGaAsP/InAlAs 型超格子 APD [18] および InGaAs/InAlAs 短周期型超格子 APD [19] の値を示している。層厚薄膜化に伴うアバランシェ立ち上がり時間短縮により GB 積は増加していき、各 APD の GB 積値は層厚で規格化するとほぼ同一の傾向で説明できる。薄膜  $0.23 \mu\text{m}$  を有する InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の GB 積は 150GHz で計算予測より 20GHz 程度高くまた他の素子と比較して最高特性を有しているが、これは InP 電界緩和層を成長技術の限界に近い  $p \sim 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (33nm) で高濃度薄膜化を行い、InP 電界緩和層の影響を極力抑圧した事に依る。 $0.23 \mu\text{m}$  の InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の典型的 GB 積値は 120GHz 程度であり、他の APD と同等の特性である。

ここで、10Gb/s システム適用の超格子増倍層厚  $0.23 \mu\text{m}$  の素子の実効イオン化率比は、本章第 2 節のイオン化率比評価から試算すると  $k_{\text{eff}} (\beta/\alpha) \sim 0.5$  にすぎない。これは、増倍層薄膜化により電界強度が増加、それに伴い正孔イオン化率が増大しイオン化率比の劣化を招いているためである。増倍層厚  $1 \mu\text{m} \sim 0.23 \mu\text{m}$  の薄膜化に対し、イオン化率比は  $0.35 \sim 0.5$  に増大し (図 6-4 参照)、ほぼ 1.5 倍弱劣化していると考えている。それでも大きな GB 積が実現される理由は、増倍層薄膜化によるアバランシェ増倍時間短縮効果が支配的な事に依る。

InAlGaAs 四元井戸型の特徴として暗電流低減効果がある。表 6.3 には、これまで報告のされた GB 積 100GHz 以上を有する超格子 APD の暗電流値を示す。これより、InAlGaAs 四元井戸型構造では増倍率  $M \sim 10$  で 60nA、増倍暗電流 6nA が高増倍域まで保証されている。これに対し、InGaAs 短周期構造では  $\sim 2 \mu\text{A}$  (@ $M=10$ ) [19]、InGaAsP 四元井戸型構造では  $\sim 700\text{nA}$  (@ $M=10$ ) [18] であり、10Gb/s での暗電流による受信感度劣化は 0.5dBm 以上である。InAlGaAs 四元井戸構造では、井戸層ワイドギャップ化による効果に加え、As/As 超格子界面から形成された超格子構造の結晶品質の筋の良さ [20] が反映し、低暗電流特性が実現されている。

図 6.21 には、10Gb/s までの伝送速度に対する受信感度を PIN-PD、InGaAs-APD と比較して示している。本計算において、超格子 APD に対しては実験に基づき 10Gb/s InAlGaAs 四元井戸型素子の典型特性である GB 積 120GHz ・増倍暗電流 10nA を、InGaAs-APD に対しては Y. Kito 等 [21] により 10Gb/s 用素子 (MOVPE 法により作製され pn 接合は Cd 拡散技術を適用) として報告された特性である GB 積 80GHz (増倍暗電流は



～3nA と推定) を仮定した。これより、InGaAs-APD に比較して、高ビットレート側で GB 積増大による最適増倍率増大に伴い、高感度化が得られている。10Gb/s 伝送速度での受信感度は-29dBm、InGaAs-APD に対し-3dBm、PIN-PD に対しては-10dBm の改善が予測される。InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の 10Gb/s 適用での優位性は、上述した様に増倍層薄膜化にあり、その背景としては GS-MBE 法による急峻ドーピングプロファイル即ち高精度な電界分布制御が可能な事にある。

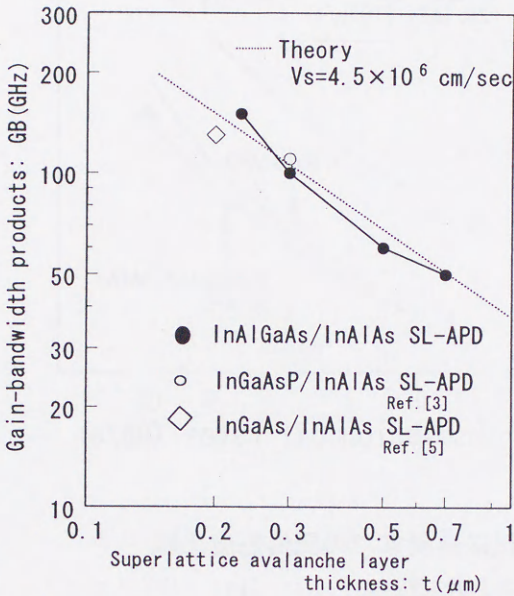


図6-20 InAlGaAs/InAlAs超格子APDの超格子増倍層厚と  
利得帯域幅積（GB積）の関係（図中の点線はシミュレーション予測値）

表6-3 超格子構造が異なる超格子APDの特性比較

Superlattice structure	Gain-band width	Typical dark current (@ M=10)
InGaAlAs/InAlAs type (This study)	150 GHz	60 nA
InGaAsP/InAlAs type (Ref. [18])	110 GHz	700 nA
InGaAs/InAlAs type short period type (Ref. [19])	130 GHz	2 μA



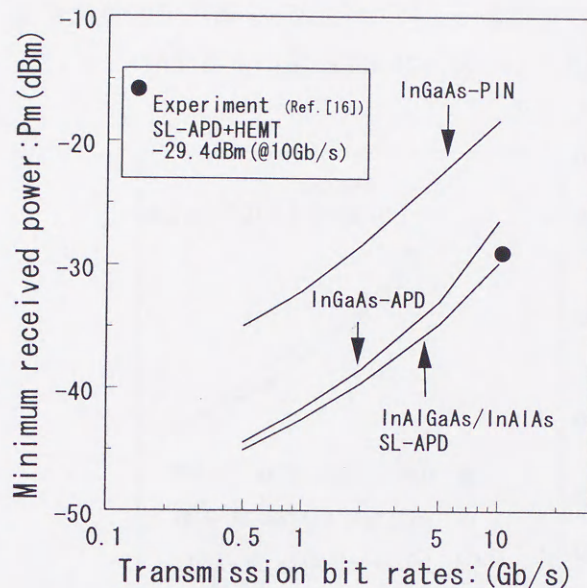


図6-21 10Gb/s伝送速度までの受信感度比較  
超格子APD実験値はRef. [17]

#### 6-5-2 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD 高速化の限界

InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD をさらなる高い伝送速度に適用するためには、超格子増倍層および光吸収層の薄膜化がキポイントである。特に超格子増倍層薄膜化においては、GB 積が増大する一方で電界強度増加によるトンネル暗電流増大が顕在化する事が実験的に把握されている。それ故、GB 積予測と共に、暗電流による受信感度劣化を考慮した設計指針が必要となる。図 6.22 には、伝送速度に対する増倍暗電流と受信感度を示す。計算値は、量子効率  $\eta \sim 1$ 、増倍層厚および光吸収層厚一定のもと暗電流をパラメータ[22]として、導出した。これより、感度劣化許容量を 0.5dBm とすると、増倍暗電流限界値は 10Gb/s で 50nA、20Gb/s で 100nA、40Gb/s で 300nA となる。

図 6.23 には、本章 2 節で構築した計算手法に基づいて計算された、超格子増倍層厚に対する GB 積依存性を示す。図中には、厚膜増倍層での実験値を黒丸で示す。薄膜増倍層側では電界強度増大によるイオン化率劣化を反映し、一般的な傾向として予測される傾向 (GB 積  $\propto 1/T_{SL}$ ) から逸脱し劣化している。ここで、増倍層厚増倍層薄膜限界を現状の超格子構造 (InAlGaAs(80Å)/InAlAs(130Å)) において 5 周期構造である  $0.1\mu m$  とすると、GB 積  $\sim 230GHz$  が特性限界、必然的に 20Gb/s が適用システム限界となる。図 6.24 には、超格子増倍層厚に対する増倍暗電流依存性を示す。図中の直線は超格子層中からのトンネル電流成分



を仮定して計算[22]したもので、厚膜層側では実験値との整合性は良い。これより、20Gb/sでの許容増倍暗電流 100nA に適う超格子増倍層厚限界は  $0.15\mu\text{m}$  であり、この場合の GB 積は図 6.23 より 160GHz が予測される。

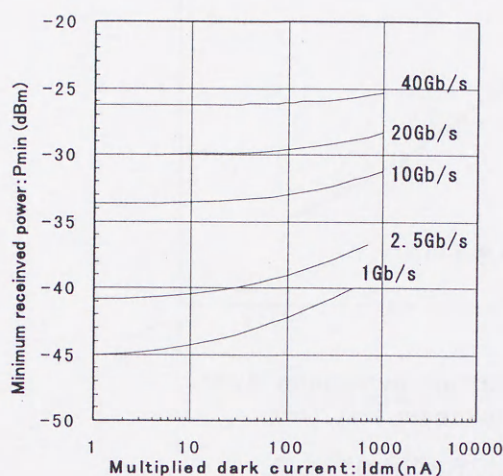


図6-22 伝送速度に対する増倍暗電流  $I_{dm}$  と受信感度  $P_{min}$  の関係

計算パラメータ:  $\eta$  (量子効率) = 1、 $\lambda$ :  $1.55\mu\text{m}$ 、

$C$  (素子容量):  $0.25\text{pF}$ 、 $Tsl$  (増倍層厚):  $0.5\mu\text{m}$

図 6.25 には、具体的素子パラメータ (光吸収層  $1\mu\text{m}$ 、実効変換率比  $k_{eff}$  は本章第 2 節のシミュレータより算出、増倍暗電流  $I_{dm}$  は図 6.24 に従い算出) を適用し、20Gb/s 伝送速度での超格子増倍層厚に対する最小受信感度  $P_{min}$  の変化を示す。これより、厚膜側では GB 積減少による劣化が、薄膜側ではトンネル暗電流増大による劣化が各々支配的である。ここで、超格子増倍層厚  $0.15\mu\text{m}$  とすると  $P_{min} \sim -24.4\text{dBm}$  が予測され、PIN-PD に比較して  $-10\text{dBm}$  の優位性を維持している。超格子 APD シミュレータにより、20Gb/s 用素子 (超格子増倍層  $0.15\mu\text{m}$ 、光吸収層  $1\mu\text{m}$ ) の主要特性は以下の様に予測される。

ブレークダウン電圧  $\sim 17.8\text{V}$ 、増倍暗電流  $\sim 100\text{nA}$ 、量子効率  $\sim 70\%$ 、変換率比  $\sim 0.56$ 、

最大帯域  $\sim 20\text{GHz}$ 、利得帯域積  $\sim 160\text{GHz}$ 、最小受信感度  $\sim -24.4\text{dBm}$

以上より、InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の高速限界は、超格子増倍層厚  $0.15\mu\text{m}$  で規定される 20Gb/s であり、最小受信感度  $P_{min} \sim -24.4\text{dBm}$  が予測される。



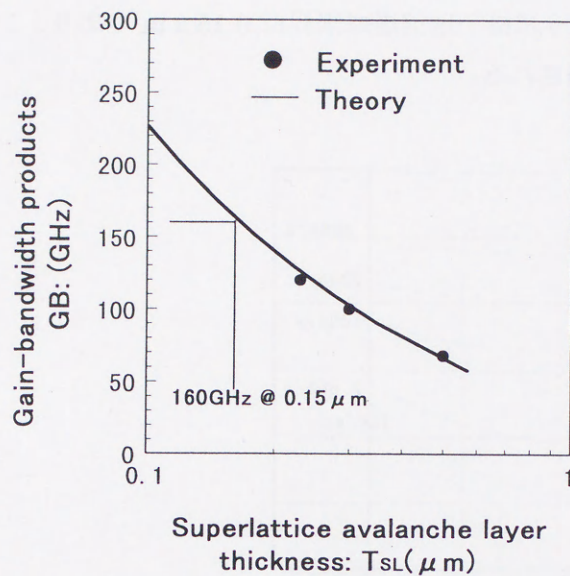


図6-23 >10Gb/sシステム適用のための  
超格子増倍層厚と利得帯域幅積（GB積）の関係

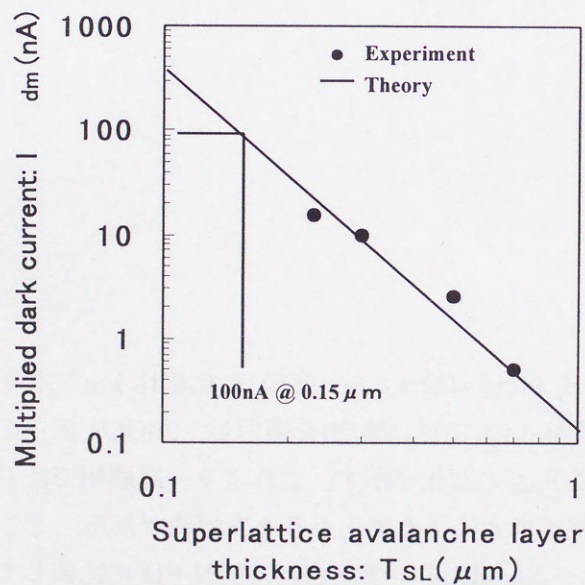


図6-24 >10Gb/sシステム適用のための  
超格子増倍層厚と増倍暗電流 $I_{dm}$ の関係



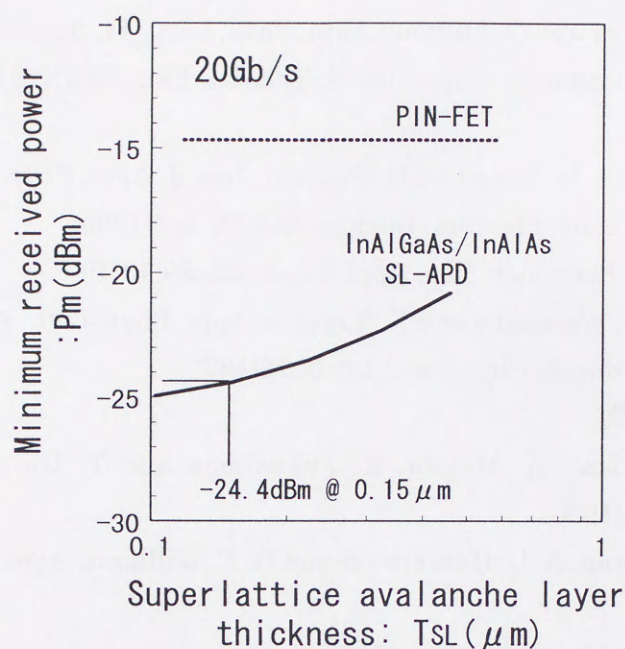


図6-25 20Gb/sシステム適用時の最小受信感度 $P_{min}$ 予測

#### 6-6 本章のまとめ

InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD 素子高性能化のためにシミュレーション技術を構築し、特に 10Gb/s システム適用に注視した素子構造の設計指針を明らかにした。これより、10Gb/s 素子では薄膜制御性と供に nm オーダの p ドープ濃度の急峻制御が重要である事を示した。さらに、本設計指針に従い、ガスソース分子線結晶成長法により 10Gb/s 用 InAlGaAs 四元井戸型超格子 APD の試作を行った。これより、利得帯域積幅 $\sim 150\text{GHz}$ 、増倍暗電流 $\sim 6\text{nA}$ の最高特性を実現し、システム適用に十分な特性を実証した。10Gb/s 受信感度としては $-29.4\text{dBm}$ が達成され、10Gb/s 用 APD として最高値である。

また、本超格子 APD の高速限界について検討し、超格子増倍層薄膜化による GB 積とトンネル暗電流のトレードオフの関係を明らかにした。これより、実現限界は 20Gb/s システムであり、最小受信感度  $P_{min} \sim -24.4\text{dBm}$  が予測された。

#### (参考文献)

- 1) R. Chin, N. Holonyak, Jun, G.E. Stillman, J. Y. Tsang, and K. Hess, Electron. Lett., 16, 467(1980)
- 2) K. Brenann, IEEE. Trans. Electron. Devices, ED-33, 1502(1986)



- 3) K. Makita, T. Torikai, K. Fukushima, I. Watanabe and T. Uji, 16th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, LB-3(1989)
- 4) T. Kagawa, H. Iwamura and O. Mikami, Appl. Phys. Lett., 54, 33(1989)
- 5) H. Nakamura, S. Hanatani, T. Notsu and S. Tanaka, Proc. ECOC'91, Paris, France, 261(1991)
- 6) K. Makita, I. Watanabe, M. Tsuji and K. Taguchi, Jpn. J. Appl. Phys., 35, 3440(1996)
- 7) R.J.McIntyre, IEEE Trans. Electron. Devices, ED-13, 164(1966)
- 8) R. G. Smith and S. D. Personick, Top. Appl. Phys., 39, 89(1979)
- 9) M. Tsuji, K. Makita, I. Watanabe and K. Taguchi, Appl. Phys. Lett., 65, 3248(1994)
- 10) Y.Okuto and C. R. Crowell, Phys. Rev., B6, 3076(1972)
- 11) 本論文第 3 章 3 節参照
- 12) I.Watanabe, T. Torikai, K. Makita, K. Fukushima and T. Uji, IEEE Electron. Devices Lett., 11, 437(1990)
- 13) F.Capasso, W. T. Tsang, A. L. Hutchinson and G. F. Williams, Appl. Phys. Lett., 40, 38(1982)
- 14) R.B.Emmons, J.Appl.Phys., 38, 3705(1967)
- 15) I. Watanabe, M. Tsuji, M. Hayashi, K. Makita and K. Taguchi, IEEE Photonics Technol. Lett., 8, 824(1996)
- 16) K. Makita, I. Watanabe, M. Tsuji, T. Torikai, and K. Taguchi, Proc. 10th Rec. of Alloy Semiconductor Physics and Electronics Symp., Nagoya, 335(1991)
- 17) T. Y. Yun, M. S. Park, J. H. Han, I. Watanabe and K. Makita, IEEE Photonics Technol. Lett., 8, 1232(1996)
- 18) T. Kagawa, Y. Kawamura, and H. Iwamura, IEEE J. Quantum Electron., 28, 1419(1992)
- 19) S. Hanatani, H. Nakamura, S. Tanaka, T. Notsu, H. Sano and K. Ishida, Tech. Digest of OFC'93, ThG3, 187(1993)
- 20) 本論文第 3 章 2 節参照
- 21) Y. Kito, H. Kuwatsuka, T. Kumai, M. Makiuchi, T. Uchida, O. Wada and T. Mikawa, IEEE Trans. Photonics Technol. Lett., 3, 1115(1991)
- 22) 本論文第 4 章 2 節参照



## 第7章 結論

### 7-1 緒言

現在  $1\mu\text{m}$  波長帯を用いた光通信システムは、基幹幹線系さらには加入者系へと幅広い適用が行われつつあり、より大容量情報伝達を目的として高速・大容量化は重要技術となっている。このような光通信システムを構築するにあたって、そのコンポーネントをなす発光・受光等の光デバイスの高性能化はキーテクノロジーである。本論文は、 $1\mu\text{m}$  波長帯光通信用受光素子、特に次世代受光素子として期待される超格子アバランシェフォトダイオード (APD) の研究に関する成果をまとめたものである。

本論文によって開発された InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD は、初期的には有機金属気相成長法により作製し、純粋光キャリア注入実験等により  $\alpha/\beta$  イオン化率比が増大する現象が観測された。その後、過剰暗電流抑圧のために InAlGaAs/InAlAs 四元井戸構造を提案し、ガスマス分子線結晶成長法を用いて精密な電界強度分布を実現する事により、10Gb/s までの実用特性を兼ね備えた受光素子を実現した。

図 7-1 には開発した InAlGaAs/InAlAs 超格子 APD の意義を示すもので、横軸に年代軸と対応させたシステム伝送速度、縦軸には受信感度を示している。これより、1990 年台までの主流は長距離幹線系における  $\sim 10\text{Gb/s}$  までの大容量化に合わせ、受信器としては InGaAs-APD あるいは高感度システムであるファイバ・アンプ方式が貢献してきた。今後は、さらなる高速・大容量基幹幹線系の進展も予想されるが、新たな展開として 2000 年を目指し都市

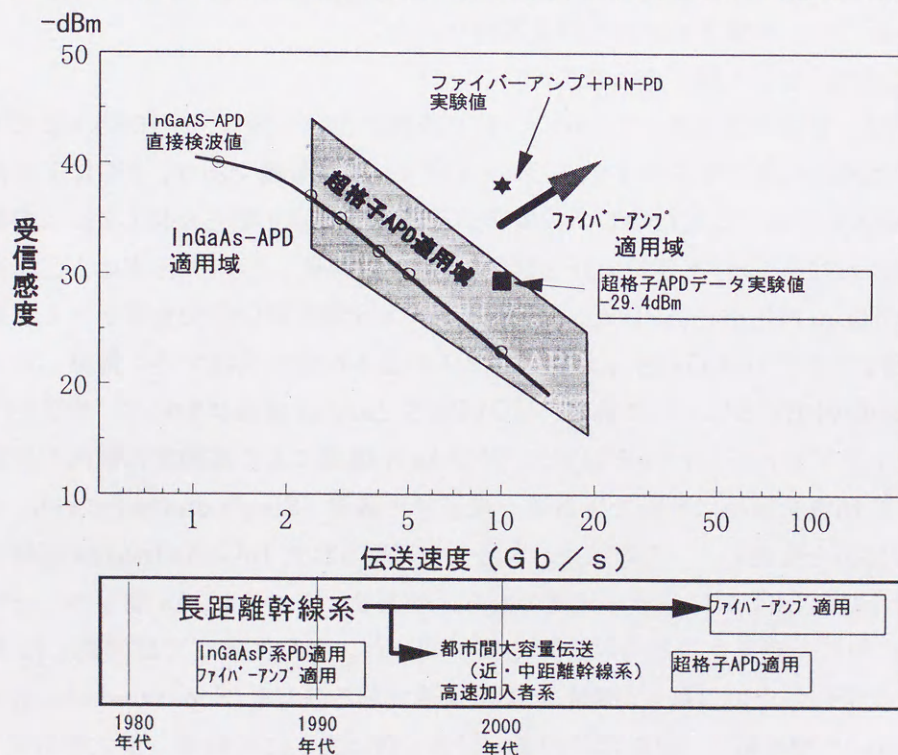


図 7-1 本論文において開発された InAlGaAs/InAlAs 超格子 APD の意義付け



間伝送に代表される中距離幹線系システムが、さらには加入者系もファイバー・ツー・ザ・ホーム (FTTH) の高速化が進展し例えばギガビット・ツー・ザ・ホーム (GTTH) のような展開も予測されている。ここでファイバー・アップを用いたシステムは、装置大型化およびコストの観点より長距離幹線系としての展開が有用である。これに対し超格子 APD を用いた受信器は、半導体素子のみで構成でき、かつ 10Gb/s までの高速応答に可能な小型受信器としての特徴があることから、低コスト・量産性に優位性を有している。即ち、実現された InAlGaAs/InAlAs 超格子 APD は、より高速化が加速される光化情報時代において、特に小型半導体受信器として中距離幹線系あるいは高速アクセス系への適用が予測される。

## 7-2 各章の総括

本論文では、第2章において次世代受光素子として半導体超格子構造によるイオン化率比制御型 APD として InAlGaAs 系超格子 APD の提案を行い、第3章では InAlGaAs 系有機金属気相成長 (MOVPE) 技術の構築をするとともに、MOVPE 法適用により InGaAs/InAlAs 超格子構造におけるイオン化率比検証実験と、InGaAs/InAlAs 超格子 APD 素子の試作を行い問題点の抽出を行った。第3章の問題点認識に立ち、第4章では低暗電流特性を有する InAlGaAs 四元井戸型構造の提案を、第5章では薄膜制御性に優れかつ急峻ドレーピング制御を有するガスソース分子線結晶成長 (GS-MBE) 技術を構築した。第6章は、本論文の統括として、10Gb/s システム用 InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD の設計および GS-MBE 法による試作を行い、本素子の位置付けを明確化した。

各章の概要は、以下の様であった。

第2章では、半導体受光素子のデバイス、材料技術について論じ、 $\sim 10\text{Gb/s}$  までの通信用素子としては内部利得効果を有するアバランシェフォトダイオードが最適であり、さらにその高性能化にはイオン化率比を制御する新たなデバイス展開が重要である事を明らかにした。この観点より、超格子構造におけるバンド不連続を介し電子イオン化率を誇張した、イオン化率比人工制御を特徴とする InAlGaAs 系超格子 APD を、次世代高速・大容量光通信用受光素子として提案した。

第3章では、まず InAlGaAs 系超格子 APD の基本性能を実証すべく構築した有機金属気相成長 (MOVPE) 法について論じ、MOVPE 法 InAlAs 結晶において、特徴的であった酸素が介在したディープレベルを同定し、実効 As 圧増加による高純度化傾向を把握した。また超格子の品質を簡易に判断できる単一量子井戸構造 (Single quantum well) の 2K フォトリソリソグラフィ評価法を提案した。その結果、本論文で実現された InGaAs/InAlAs 超格子構造では、その界面急峻性は 1 原子層の程度の揺らぎであり、かつ InAlAs 層中のディープレベルを介したバンドフィリング効果も抑制されている事が判った。さらに本章では構築した MOVPE 法により、光吸収層と増倍層を分離した実用構造である SAM (Separated absorption and multiplication) 型超格子 APD 素子の基本試作を行った。この結果、最大増倍率 30 倍以上の基本特性を実現したが、しかしながら受信感度劣化を生じる  $\sim \mu\text{A}$  オーダーの過剰暗電流の発生、および MOVPE 法特有の p 型ドープ剤 Zn の自己拡散問題による応答劣化の問題点



が明らかになった。これらの問題点に対しては、第4、5章で解決を図った。

また本章では、超格子 APD の基本原理検証のため、InGaAs/InAlAs 超格子構造におけるイオン化率の理論検討および検証実験を行った。検証実験は、MOVPE 法により InGaAs/InAlAs 超格子構造 PIN 型デバイスを作製し、純粋光キャリア注入法によりイオン化率を確定した。これより、本超格子材料において電子イオン化率増大現象を初めて観測し、最大イオン化率比  $\alpha/\beta \sim 15$  を得た。

第4章では、第3章において問題点として抽出された暗電流抑制のために、InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD の提案・試作を行った。InAlGaAs ワイドギャップ井戸構造によりトンネル電流成分が抑圧され、従来の InGaAs/InAlAs 三元井戸型超格子 APD に比較し、1/10 以下の低暗電流化を実証した。本構造の優位性は、超格子増倍層の異なる素子で比較実験を行い、その暗電流およびブレークダウン電圧の温度特性より、四元井戸型構造のみがトンネル電流の影響が小さくかつ良好なアバランシェ降伏を示す事から検証された。また超格子 APD の降伏電圧の温度依存性は従来のバルク InGaAs-APD の 1/3 程度に小さく、通常のバルク APD における電界加速によるエネルギー獲得過程とは相違した、超格子 APD 特有のバンド不連続エネルギー獲得によるイオン化過程の傍証であると理解された。

第5章では、第3章において p 型ドープ急峻化による InAlGaAs 系超格子 APD の高性能化のために構築した、ガスマス分子線結晶成長 (GS-MBE) 法について論じた。GS-MBE 法による InAlGaAs 結晶は、成長温度および V/III 比により異なった表面最配列構造を呈し、As 圧に依存して CuPt 型・TP 型の自然超格子を形成する事、さらにそれに伴いバンドギャップ異常が生じる事を観測した。InGaAs/InAlAs 超格子構造に対しては、2KPL 法 (第3章において確立された評価法) および TEM 観察より良好な結晶品質を確証した。また、InP/InAlAs タイプ II 超格子構造を作製・評価し、その光電流スペクトルより超格子 APD を構成する InAlAs/InP/InGaAs 系の band-lineup を確定した。これより InGaAs/InAlAs 超格子構造において、伝導帯不連続量  $\Delta E_c \sim 0.55\text{eV}$ 、価電子帯不連続量  $\Delta E_v \sim 0.125\text{eV}$  を確定し、超格子 APD 原理にとって重要なバンド不連続に関する結論を得た。さらに、GS-MBE 法の特徴を生かした光通信用波長帯材料として InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造を提案し、その組成組み合わせによりタイプ I ~ II 超格子構造のバンド不連続自在制御が可能な系で有る事を明らかにした。また、V 族原子の表面吸着・脱離メカニズムより GS-MBE 法における InGaAsP の安定成長条件域を明らかにし、GS-MBE 技術の総括として InGaAsP/InAlGaAs 超格子構造の自在成長を実証した。

第6章では、InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD 素子の高性能化のためのシミュレーション技術を構築し、特に 10Gb/s システム適用に注視した素子構造の設計指針を明らかにした。これより、10Gb/s 素子では薄膜制御性と共に nm オーダーの p 型ドープ急峻制御が重要である事を明らかにした。以上のもと、第4、5章の技術構築および本設計指針に従い、GS-MBE 法により 10Gb/s システム用 InAlGaAs/InAlAs 四元井戸型超格子 APD の試作を行った。得られた素子は、Be 自己拡散が抑圧された最適素子電界分布のもと、利得帯域積幅  $\sim 150\text{GHz}$ 、



増倍暗電流 $\sim 6\text{nA}$ の最高特性を実現し、システム適用に十分な特性を実証した。受信感度実験においては、 $10\text{Gb/s}$ 伝送速度において $-29.4\text{dBm}$ が達成され、この値は $10\text{Gb/s}$ 用APDとして最高値である。また、本章では結論としてInAlGaAs四元井戸型超格子APDの高速限界について検討し、高速特性は超格子増倍層薄膜化によるGB積とトンネル暗電流のトレードオフから決定される事を明らかにした。これにより、超格子増倍層厚 $0.15\mu\text{m}$ のもと実現限界は $20\text{Gb/s}$ システム適用素子で、その最小受光感度 $P_{\min}\sim -24.4\text{dBm}$ が予測された。

図7-2には、本論文の流れおよび関連する論文、国際会議発表論文を示している。

### 7-3 光半導体技術に関して考える事

本論文によって開発されたInAlGaAs/InAlAs四元井戸型超格子APDは、これまでのInGaAs-APDに比較し高速応答・低雑音特性に優れ、次世代光ネットワークのキーデバイスとして位置づけられている。本デバイスは、1980年Electronics lettersに発表されたIllioi大学R. Chin等[1]の論文に端を発し、その後1982年AT&T Bell研究所のF. Capasso等[2]によるAlGaAs系での実証、光通信適用材料であるInAlGaAs系では1989年本著者による第16回「International symposium GaAs and related compounds」でのlate newsでの発表(第3章)[3]および香川等のApplied Physics Letters発表論文[4]が最初である。その後、実用化の研究期間を経て、InAlGaAs/InAlAs四元井戸型超格子APDは $10\text{Gb/s}$ までの高感度特性を達成した。

超格子APDは超格子構造を用いたイオン化率比人工制御という画期的なデバイス提案が研究の第一ステップであった。ここで、超格子APDは原子層オーダーの制御性を必要とするデバイス原理に基づいていた。しかしながら、1980年当初のIII-V族化合物半導体の結晶成長技術は液相成長法が主流であり、その制御性は $100\text{nm}$ オーダーに過ぎなかった。その後、気相成長法技術等の進捗によりその制御性は $10\text{nm}$ オーダー入り、現在ではMOVPE法、MBE法により $\text{nm}$ オーダー若しくは原子層オーダーを制御する技術が可能となっている。R. Chin等の先見性に満ちた提案である超格子APDは、このような結晶成長技術進展を背景として具現化されたと言っても過言では無い。

III-V族化合物光半導体素子開発において、デバイス概念と結晶成長技術は常に両輪である。1960年代の半導体レーザー開発黎明期において、その概念を実現したのは高品質かつバンドギャップ制御を可能としたAlGaAs系半導体結晶技術であった。1980年代以降の波長 $\sim 1\mu\text{m}$ 帯での光通信素子のシステム構築に寄与したのは、深耕されたInGaAsP系結晶成長技術の賜物であった。現在の超格子構造による半導体レーザーおよび半導体受光素子等のデバイス原理を支えるのは、原子層オーダーの制御性を達成した薄膜高制御結晶成長技術である。これらのデバイス開発の歴史を顧みると、新奇なる先端光半導体素子の概念は常にその時代の結晶成長技術より1ステップ上の制御性を要求し、これがまた結晶成長技術を進化させるドライビングフォースとなっていた。現在においても、依然III-V族化合物光半導体素子はデバイス概念と結晶成長技術が直結する特徴的な技術である。伝導電子の束縛度を上げた、例えば量子細線或いは



量子ドット等を用いた新奇な物性に基く素子実現はこれからであり、結晶成長技術はさらに高度化していく事が必然である。

来るべき 21 世紀我々を待ち受けるのは、光化された情報網で構築された社会である。光半導体素子開発において、素子先鋭化さらには情報インフラ拡大のための集積化技術および量産技術の構築もこれからが正念場である。III-V 族化合物光半導体開発に携わる者として、この情報社会のパラダイム実現に向けて最善の努力をはかる事は時代の責務である。

(参考文献)

- 1) R. Chin, N. Holonyak, Jr., G. E. Stillman, J. Y. Tang and K. Hess, Electron. Lett., 16, 467(1980)
- 2) F. Capasso, W. T. Tsang, A. L. Hutchinson and G. F. Williams, Appl. Phys. Lett., 40, 38(1982)
- 3) K. Makita, T. Torikai, K. Fukushima, I. Watanabe and T. Uji, 16th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, LB-3(1989)
- 4) T. Kagawa, H. Iwamura, and O. Mikami, Appl. Phys. Lett., 54, 33(1989)



# 「光通信用高性能受光素子の研究」

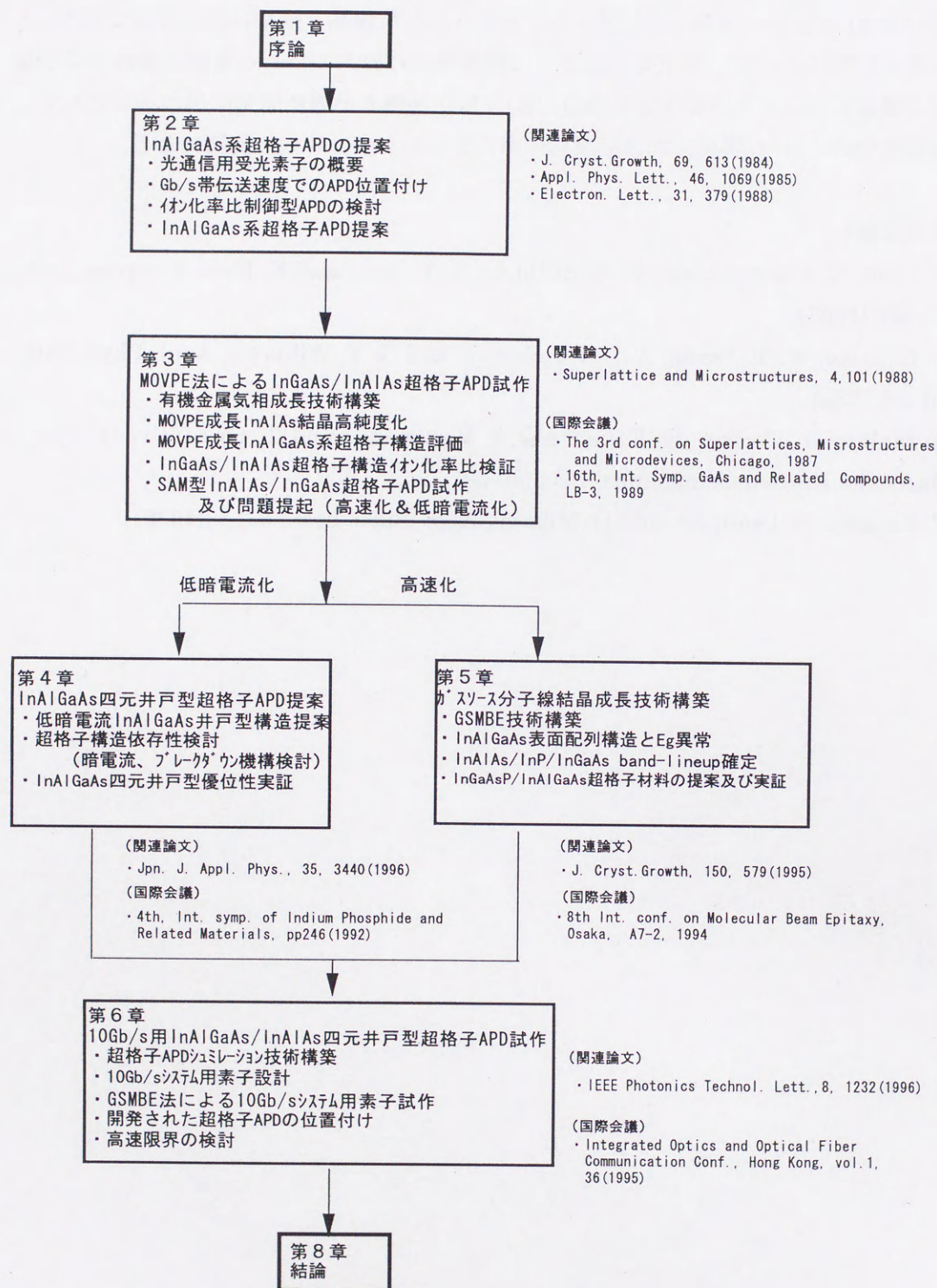


図 7-2 本論文の要旨および関連する論文・国際会議発表論文



## 謝辞

本論文をまとめるにあたり、終始懇切なる御指導・御鞭撻を頂いた東北大学電気通信研究所教授伊藤弘昌博士に感謝します。また、懇切なる御指導を頂きました東北大学電気通信研究所教授水野皓司博士、同教授大野英男博士に感謝致します。

また本研究を行うにあたり、御指導・御鞭撻頂きました日本電気（株）基礎研究所所長小林功朗博士、同光・超高周波デバイス研究所所長小川正毅博士、同主管研究員鈴木徹博士、同所長代理水戸郁夫氏、同光デバイス研究部部長小林健一氏に深く感謝致します。また超格子 APD 開発黎明期において御指導頂きました、日本電気（株）ULSI デバイス開発研究所エレクトロニクス水田正志博士、日本電気（株）関西エレクトロニクス研究所所長代理宇治俊夫博士、同研究部部長鳥飼俊敬氏に感謝いたします。また、超格子 APD 実現において永らく努力を分かち合った、日本電気（株）光・超高周波デバイス研究所光デバイス研究部担当部長田口剣申博士、同主任渡邊功氏、同主任辻正芳氏、同主任竹内剛氏、同研究員林雅子氏、同研究員中田武志氏に深く感謝いたします。また、結晶成長技術において有意義な御討論頂いた、日本電気（株）光・超高周波デバイス研究所光基礎研究部研究課長日野功氏、同研究課長菅生繁男博士、同研究課長五明明子氏、同研究員角野雅芳博士に感謝致します。特に、五明明子氏にはガソス MBE 法における自然超格子問題において、透過電子顕微鏡観察を通じ有意義な指針を提示して頂いた事に感謝いたします。また、MOVPE 法立ち上げ期に尽力頂いた日本電気（株）化合物デバイス事業部光半導体部主任福島淳氏に、更にハイドライド VPE 技術を通じ結晶成長技術の基礎を懇切丁寧に御指導頂いた日本電気（株）光・超高周波デバイス研究所光デバイス研究部担当部長碓井彰博士、日本電気（株）シリコンシステム研究所 LSI 基礎研究部部長水谷隆博士に深く感謝いたします。



(本研究に関する発表論文)

- (1) K. Makita, K. Taguchi and A. Usui: 'Oxygen Addition Purification Effect in InGaAs Growth by Hydride VPE', J. Cryst. Growth, 69, pp.613-615, 1984
- (2) K. Makita, A. Gomyo, K. Taguchi and T. Suzuki: 'Photoluminescence Study of InGaAs Grown on InP by Vapor Phase Epitaxy Effects of O<sub>2</sub> Injection and Substrate Orientation', Appl. Phys. Lett., 46, pp.1069-1071, 1985
- (3) K. Makita and K. Taguchi: 'Crystallinity and Interdiffusion in InP/InGaAs Quantum Wells Grown by Hydride VPE', Superlattice and Microstructures, 4, pp.101-105, 1988
- (4) K. Makita, K. Torikai, H. Ishihara and K. Taguchi: 'Ga<sub>1-y</sub>In<sub>y</sub>As/InAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub> (y>0.53, x>0) pin Photodiodes for Long Wavelength Regions ( $\lambda > 2 \mu\text{m}$ ) Grown by Hydride Vapour Phase Epitaxy', Electron. Lett., 24, pp.379-380, 1988
- (5) K. Makita, A. Gomyo and I. Hino: 'Gas Source MBE Grown InGaAsP/InGaAlAs MQW Structures with Wide Range Continuum Band-Offset Control', J. Cryst. Growth, 150, pp.579-584, 1995
- (6) K. Makita, I. Watanabe, M. Tsuji and K. Taguchi: 'Dark Current and Breakdown Analysis in In(Al)GaAs/InAlAs Superlattice Avalanche Photodiodes', Jpn. J. Appl. Phys., 35, pp.3440-3444, 1996
- (7) T. Y. Yun, M. S. Park, J. H. Han, I. Watanabe and K. Makita: '10-Gigabit-per-Second High-Sensitivity and Wide-Dynamic-Range APD-HEMT Optical Receiver', IEEE Photon. Technol. Lett., 8, pp.1232-1234, 1996

(本研究に関する主要学会発表リスト)

- (1) K. Makita and K. Taguchi: 'Crystallinity and Interdiffusion in InP/InGaAs Quantum Wells Grown by Hydride VPE', The 3rd Conference on Superlattices, Microstructures & Microdevices, Chicago, 1987
- (2) K. Makita, T. Torikai, K. Fukushima, I. Watanabe and T. Uji: 'Marked Enhancement of Electron Impact Ionization in InAlAs/InGaAs Superlattice Avalanche Photodiode', 16th Int. Symp. GaAs and Related Compounds, LB-3, 1989
- (3) K. Makita, I. Watanabe, M. Tsuji, T. Torikai and K. Taguchi: 'High Crystallinity InAlAs Grown by MOVPE and Its Application for Superlattice Avalanche Photodiodes', Proc. 10th Rec. Alloy Semiconductor Physics and Electronics Symp., Nagoya, pp.335-342, 1991
- (4) I. Watanabe, K. Makita, M. Tsuji, T. Torikai and K. Taguchi: 'Extremely Low Dark Current InAlAs/InGaAlAs Quaternary Well Superlattice APD', Proc. of 4th Int. Symp. of Indium Phosphide and Related Materials', pp.246-249, 1992



- (5) K. Makita, A. Gomyo and I. Hino: 'Gas Source MBE Grown InGaAsP/InGaAlAs MQW Structures with Wide Range Continuum Band-Offset Control', 8th Int. Conf. On Molecular Beam Epitaxy, Osaka, A7-2, 1994
- (6) K. Makita, I. Watanabe, M. Tsuji and K. Taguchi, '150GHz GB-product and Low Dark Current InAlGaAs Quaternary Well Superlattice Avalanche Photodiodes', Technical Digest on Integrated Optics and Optical Fiber Communication Conference, Hong Kong, vol.1, pp.36-37, 1995







